



Détermination des coefficients d'ionisation de matériaux à grand gap par génération multi-photonique

Hassan Hamad

► To cite this version:

Hassan Hamad. Détermination des coefficients d'ionisation de matériaux à grand gap par génération multi-photonique. Electronique. INSA de Lyon, 2015. Français. NNT : 2015ISAL0017 . tel-01309165

HAL Id: tel-01309165

<https://theses.hal.science/tel-01309165>

Submitted on 29 Apr 2016

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Thèse

Détermination des coefficients d'ionisation de matériaux à grand gap par génération multi-photonique

Présentée devant

L'Institut National des Sciences Appliquées INSA de Lyon

Pour obtenir

Le grade de docteur

Formation doctorale : génie électrique

Ecole doctorale : Electronique, Electrotechnique, Automatique EEA de Lyon

Par

Hassan HAMAD

Soutenue le 28 avril 2015 devant la Commission d'examen

Jury MM.

Président du jury	MORANCHO Frédéric	Professeur des universités
Examineur	ROUGER Nicolas	Chargé de recherche du CNRS
Examinatrice	ISOIRD Karine	Maître de Conférences
Rapporteur	ALQUIER Daniel	Professeur des universités
Rapporteur	PALAIS Olivier	Professeur des universités
Directeur de thèse	PLANSON Dominique	Professeur des universités
Co-directeur de thèse	RAYNAUD Christophe	Maître de conférences

Laboratoire de recherche : Ampère

ECOLLES DOCTORALES

L'INSA est l'établissement principal pour les Ecoles Doctorales (vert)

ECOLLES DOCTORALES n° code national	RESPONSABLE PRINCIPAL	CORRESPONDANT INSA	LABORATOIRES RATTACHES	DIRECTEUR LABORATOIRE
ED CHIMIE DE LYON (Chimie, Procédés, Environnement) http://iskura.cpe.fr/ED206	M. Jean-Marc LANCELIN CPE LYON 04.72.43.13.95 directeur@edchimie-lyon.fr secretariat@edchimie-lyon.fr Directrice Adjointe : Mme Bernadette CHARLEUX Bernadette.charleux@cpp.cpe.fr	M. Rémy BAYARD 04.72.43.87.53 remy.bayard@insa-lyon.fr	Matériaux : Ingénierie et Science - MATEIS Bât Blaise Pascal Laboratoire de Génie Civil et d'Ingénierie Environnementale - LGCIE Bât J.C.A. Coulomb Institut de Chimie et de Biochimie Moléculaires et Supramoléculaires - ICBMS Bât Jules Verne	M. Jérôme CHEVALIER jerome.chevalier@insa-lyon.fr M. Ali LIMAM ali.linam@insa-lyon.fr M. Loïc BLUM INSA : M. Yves QUENEAU yves.queneau@insa-lyon.fr
HISTOIRE, GEOGRAPHIE, AMENAGEMENT, URBANISME, ARCHEOLOGIE, SCIENCE POLITIQUE, SOCIOLOGIE, ANTHROPOLOGIE (ScSo) EDA483	Mme Isabelle VON BUELTZINGSLOEWEN isavonb@dbmail.com LYON 2	Mme Chantal BERDIER 04.72.43.83.07 Chantal.berdier@insa-lyon.fr	Environnement, Ville, Société - EVS Bât Eugène Freyssinet	M. Jean-Yves TOUSSAINT jean-yves.Toussaint@insa-lyon.fr
ELECTRONIQUE, ELECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE (E.E.A.) EDA160 http://edeca.ec-lyon.fr	M. Gérard SCORLETTI ECL 04.72.18.60.97 gerard.scorletti@ec-lyon.fr ecole-doctorale.eea@ec-lyon.fr		Génie Electrique, Electromagnétisme, Automatique, Microbiologie Environnementale et Applications - AMPERE Bât Léonard de Vinci Centre de Recherche en Acquisition et Traitement d'Images pour la santé - CREATIS Bât Blaise Pascal Laboratoire de Génie Electrique et Ferroélectricité - LGEF Bât Gustave Ferrié Institut des Nanotechnologies de Lyon - INL Bât Blaise Pascal Unité mixte internationale en Nanotechnologies et Nanosystèmes - UMI/LN2 Bât Blaise Pascal	M. Guy CLERC INSA : M. Bruno ALLARD Bruno.Allard@insa-lyon.fr Mme Isabelle MAGNIN isabelle.magnin@insa-lyon.fr M. Laurent LEBRUN laurent.lebrun@insa-lyon.fr Mme Catherine BRU-CHEVALLIER Catherine.bru-chevallier@insa-lyon.fr M. Abdelkader SOUFI Abdelkader.soufi@insa-lyon.fr
EVOLUTION, ECOSYSTEMES, MICROBIOLOGIE, MODELISATION http://biomisera.univ-lyon1.fr/E2M2 (E2M2) EDA 341	Mme Gudrun BORNETTE UCBL 1 04.72.43.12.94 e2m2@univ-lyon1.fr	M. CHARLES Hubert 04.72.43.80.85 Hubert.charles@insa-lyon.fr	Biologie Fonctionnelle, Insectes et Interactions - BF2I Bât Louis Pasteur Microbiologie, Adaptation et Pathogénie - MAP Bât L. Wolff (université clauda bernard lyon 1) Centre de Recherche en Acquisition et Traitement d'Images pour la santé - CREATIS Bât Blaise Pascal	M. Abdelaziz HEDDI Abdelaziz.heddi@insa-lyon.fr Mme Nicole COTTE-PATTAT Nicole.Cotte-Pattat@insa-lyon.fr Mme Isabelle MAGNIN isabelle.magnin@insa-lyon.fr M. Hubert VIDAL INSA : Mme Isabelle VANDENBROUCKE isabelle.vandenbroucke@insa-lyon.fr M. Loïc BLUM INSA : M. Yves QUENEAU yves.queneau@insa-lyon.fr
INTERDISCIPLINAIRE SCIENCES-SANTE (EDIS5) EDA205 http://hauu.ibcp.fr/ediss	Mme Emmanuelle CANET SOULAS UCBL 1 04.72.11.90.13 emmanuelle.canet@univ-lyon1.fr Directrice Adjointe : Mme Sylvie RICARD-BLUM UCBL 1 04.37.65.29.26 s.ricard-blum@ibcp.fr	M. Michel LAGARDE 04.72.43.82.40 Michel.Lagarde@insa-lyon.fr	Cardiovasculaire, Métabolisme, Diabétologie et Nutrition - CARMEN Bât Louis Pasteur Institut de Chimie et de Biochimie Moléculaires et Supramoléculaires - ICBMS Bât Jules Verne	

<p>ED MATERIAUX DE LYON</p> <p>http://ed34.universite-lyon.fr</p> <p>EDA 034</p>	<p>M. Jean-Yves BUFFIERE 04.72.43.71.70 Jean-Yves.buffiere@insa-lyon.fr</p>		<p>Ingénierie des Matériaux Polymères - IMP Bât Jules Verne</p> <p>Matériaux : Ingénierie et Science - MATEIS Bât Blaise Pascal</p> <p>Institut des Nanotechnologies de Lyon - INL Bât Blaise Pascal</p> <p>Unité mixte internationale en Nanotechnologie et Nanosystèmes - UMI/LN2 Bât Blaise Pascal</p>	<p>M. Philippe CASSAGNAU INSA : M. Etienne FLEURY Etienne.fleury@insa-lyon.fr</p> <p>M. Jérôme CHEVALIER jerome.chevalier@insa-lyon.fr</p> <p>M. Catherine BRU-CHEVALLIER Catherine.bru-chevallier@insa-lyon.fr</p> <p>M. Abdelkader SOUIFI Abdelkader.souifi@insa-lyon.fr</p>
<p>INFORMATIQUE ET MATHEMATIQUES DE LYON</p> <p>http://edim.fomathis.universite-lyon.fr</p> <p>(InfoMath) EDA 512</p>	<p>M. Johannes KELLENDONK UCBL 1 04.72.43.19.05 Secrétariat : 04.72.44.82.94 kellendonk@math.univ-lyon1.fr</p>		<p>Institut Camille Jordan - ICJ Bât Léonard de Vinci</p> <p>Centre d'Innovation en Télécommunications et Intégration de services - CITI Bât Claude Chappe</p> <p>Décision et Information pour les Systèmes de Production - DISP Bât Léonard de Vinci</p> <p>Laboratoire d'InfoRmatique en Images et Systèmes d'information - LIRIS Bât Blaise Pascal</p>	<p>Mme Elisabeth ROUY-MIRONESCU INSA : M.Jérôme POUSIN jerome.pousin@insa-lyon.fr</p> <p>M. Stéphane FRENOT Stephane.frenot@insa-lyon.fr</p> <p>Mme Valérie BOTTA-GENOULAZ Valerie.botta-genoulaz@insa-lyon.fr</p> <p>M. Attila BASKURT Attila.baskurt@insa-lyon.fr</p>
<p>MEGA DE LYON (MECANIQUE, ENERGIE ET GENIE CIVIL, ACOUSTIQUE)</p> <p>http://www.infiaec-lyon.fr/outres/MEGA/index.html</p> <p>(MEGA) EDA162</p>	<p>M. Philippe BOISSE 04.72.43.63.96 ou 04.72.43.71.70 philippe.boisse@insa-lyon.fr mega@insa-lyon.fr</p>		<p>Centre de Thermique de Lyon - CETHIL Bât Sadi Carnot</p> <p>Centre de Recherche en Acquisition et Traitement d'Images pour la santé - CREATIS Bât Blaise Pascal</p> <p>Laboratoire de Mécanique des Contacts et des Structures - LaMCoS Bât Jean d'Alambert</p> <p>Laboratoire de Génie Electrique et Ferroélectricité - LGEF Bât Gustave Ferrié</p> <p>Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique - LMFA Bât Joseph Jacquard</p> <p>Laboratoire Vibrations et Acoustique - LVA Bât Antoine de Saint Exupéry</p> <p>Laboratoire de Génie Civil et d'Ingénierie Environnementale - LGCIE Bât J. C.A. Coulomb</p> <p>Matériaux : Ingénierie et Science - MATEIS Bât Blaise Pascal</p>	<p>M. Jocelyn BONJOUR jocelyn.bonjour@insa-lyon.fr</p> <p>Mme Isabelle MAGNIN isabelle.magnin@insa-lyon.fr</p> <p>M. David DUREISSEIX david.dureisseix@insa-lyon.fr INSA : M. David NELIAS</p> <p>M. Laurent LEBRUN Laurent.lebrun@insa-lyon.fr</p> <p>M. Michel LANCE INSA : M. Jean Yves CHAMPAGNE Jean-Yves.Champagne@insa-lyon.fr</p> <p>Mme Etienne PARIZET Etienne.parizet@insa-lyon.fr</p> <p>M. Ali LIMAM ali.limam@insa-lyon.fr</p> <p>M. Jérôme CHEVALIER jerome.chevalier@insa-lyon.fr</p>

À tous ceux qui m'ont fait confiance,
À mes parents, mes sœurs et mes frères,
À tous mes amis

Remerciements

Je voudrais remercier Frédéric MORANCHO d'avoir accepté de présider le jury de ma soutenance de thèse. Merci à Daniel ALQUIER et Olivier PALAIS de m'avoir fait l'honneur d'être les rapporteurs de ces travaux de recherche. Je remercie également Karine ISOIRD et Nicolas ROUGER d'avoir accepté d'examiner ces travaux.

Ce travail n'aurait pas pu voir le jour sans l'encadrement exemplaire, les inestimables conseils et les encouragements de Dominique PLANSON et Christophe RAYNAUD, mes directeurs de thèse. Je leur exprime ici ma profonde reconnaissance. Je remercie également Pascal BEVILACQUA pour sa sympathie, son accompagnement et son travail dans la mise en place et le développement des bancs expérimentaux.

Je remercie Bruno ALLARD, directeur de laboratoire Ampère (Site INSA), de m'avoir accueilli au sein du laboratoire durant ces années de thèse. Celle-ci ne se serait pas accomplie sans une bourse MESR et le support financier des projets de recherche TRACE et DIAMONIX2.

Je remercie Bertrand VERGNE et Sigo SHARNHOLZ pour leur contribution et leur accueil au sein de l'ISL pour faire des essais dans le développement du banc expérimental.

Je tiens à remercier Dominique TOURNIER et Pierre BROSELARD, mes encadrants de stage, qui sont restés toujours aptes à m'aider lorsque j'en ai eu le besoin pendant ces trois années. Je remercie Mihai LAZAR et Patrick DENIS pour leur aide dans la préparation des échantillons de test.

Mes remerciements vont également à tous les membres du laboratoire Ampère pour l'ambiance scientifique et conviviale qu'ils ont contribué à maintenir toujours dans un bon état. Je nomme ainsi mes collègues du bureau : Siméon, Khalil, Duy-Minh, Stanislas, Xavier, Raphael, Rémi, Florian et Shi-Quin.

Mes derniers remerciements iront à mes parents, à toute ma famille et à mes amis éloignés ou proches qui ont toujours eu confiance en moi et qui m'ont encouragé durant toutes ces années.

Sommaire

Introduction Générale.....	5
Chapitre 1 : État de l'art du carbure du silicium	7
1- Historique	7
2- Structure Cristalline.....	9
3- Propriétés physiques.....	10
4- Défauts cristallins.....	11
4.1- Défauts étendus.....	12
4.1.1- Micropores	12
4.1.2- Dislocations.....	13
4.1.3- Fautes d'empilement	13
4.2- Défauts ponctuels.....	14
5- Dopage dans le carbure de silicium	15
6- Claquage des composants électroniques.....	15
6.1- Protection Périphérique des jonctions PN	16
7- Diodes de puissance en SiC	18
7.1- Diodes Schottky	18
7.2- Diodes bipolaires	19
7.3- Diodes JBS.....	20
7.4- Autres Composants SiC	21
8- Coefficients d'ionisation.....	21
8.1- Facteur de multiplication	22
8.2- Modèles des coefficients d'ionisation	24
8.2.1- Modèle de Wolff	24
8.2.2- Modèle de Shockley	24
8.2.3- Modèle de Baraff.....	25
8.3- Etat de l'art des coefficients d'ionisation dans le SiC	25
8.3.1- Résultats de Ruff et al. dans le SiC-6H.....	25

8.3.2-	Résultats de Konstantinov et al. dans le SiC-4H.....	25
8.3.3-	Résultats de Raghunathan et Baliga dans le SiC-4H et -6H	26
8.3.4-	Résultats de Loh et al. dans le SiC 4H.....	27
8.3.5-	Résultats de Nguyen et al. dans le SiC-4H	28
8.3.6-	Résultats de Hatakeyama et al. dans le SiC-4H.....	28
9-	Conclusion	28
10-	Bibliographie du chapitre 1	29

Chapitre 2 : Etude de la méthode OBIC pour la détermination des coefficients d'ionisation 34

1-	Absorption photonique dans les semi-conducteurs.....	35
1.1-	Absorption mono-photonique dans les semi-conducteurs.....	35
1.2-	Absorption multi-photonique dans les semi-conducteurs	36
2-	Principe de l'OBIC	37
3-	Détermination expérimentale des coefficients d'ionisation	38
3.1-	Multiplication pure des électrons.....	39
3.2-	Multiplication pure des trous	39
3.3-	Génération multi-photonique dans le semi-conducteur.....	39
3.4-	Multiplication dans la zone de charge d'espace	40
3.5	Calcul du photo-courant dans le cas d'absorption mono-photonique ...	41
3.6-	Calcul du photo-courant dans le cas d'absorption bi-photonique	43
4-	Autres utilisations de la méthode OBIC.....	44
4.1-	Etude de la distribution du champ électrique	44
4.2-	Détermination de durée de vie des porteurs minoritaires	44
5-	Banc expérimental à base du laser vert.....	45
5.1-	Mise en place – Caractéristiques techniques	45
5.2-	Contraintes sur l'utilisation du laser vert.....	47
5.3-	Mesures préliminaires.....	50
6-	Banc expérimental à base du laser UV	52
6.1-	Mise en place – Caractéristiques techniques	53

6.2-	Mesures préliminaires.....	55
7-	Comparaison entre les deux bancs expérimentaux	55
8-	Conclusion	56
9-	Bibliographie du chapitre 2	57

Chapitre 3 : Validation de la génération bi-photonique et mesures OBIC dans les diodes de puissance..... 59

1-	Description des composants utilisés.....	60
1.1-	Diodes $P^+/N/N^+$	60
1.2-	Diodes d'avalanche.....	62
2-	Validation du phénomène de génération multi-photonique.....	63
3-	Imagerie 2D du champ électrique dans les diodes SiC-4H.....	65
3.1-	Simulations OBIC visualisant le champ électrique	65
3.2-	Etude de la distribution du champ électrique dans les diodes $P^+/N/N^+$	67
3.2.1-	Cartographie OBIC 2D basée sur la génération mono-photonique	67
3.2.2-	Cartographie OBIC 2D basée sur la génération bi-photonique	71
3.3-	Etude de la distribution du champ électrique dans les diodes d'avalanche	75
3.3.1-	Cartographie 2D basée sur la génération mono-photonique	75
3.3.2-	Cartographie 2D basée sur la génération bi-photonique	77
3.4-	Comparaison des résultats obtenus par les deux bancs expérimentaux	80
4-	Détermination de la durée de vie des porteurs minoritaires.....	80
4.1-	Résultats obtenus avec le laser UV	81
4.2-	Résultats obtenus avec le laser vert	82
5-	Autres mesures OBIC	83
5.1-	Mesure transitoire du courant OBIC	83
5.2-	Mesure OBIC sur une diode coupée.....	85
6-	Conclusion	86
7-	Bibliographie du chapitre 3	87

Chapitre 4 : Caractérisation OBIC et détermination des coefficients d'ionisation du SiC-4H 89

1- Extraction des coefficients d'ionisation du SiC-4H.....	90
1.1- Détermination expérimentale du coefficient de multiplication	90
1.1.1- Cas de l'OBIC bi-photonique.....	90
1.1.2- Cas de l'OBIC mono-photonique	91
1.2- Détermination des coefficients d'ionisation.....	92
1.3- Validation de la méthode	94
2- Étude des coefficients d'ionisation en fonction de la température	97
2.1- Préparation du banc expérimental	97
2.2- Mesures préliminaires.....	99
2.3- Détermination des coefficients d'ionisation en fonction de la température	100
3- OBIC sur d'autres semi-conducteurs à large bande interdite .	103
3.1- OBIC sur le nitrure de gallium	103
3.2- OBIC sur le diamant	105
4- Conclusion	106
5- Bibliographie du chapitre 4	107

Conclusion Générale 109

Annexe A : Calcul du photo-courant dans le cas d'absorption bi-photonique 111

Introduction Générale

Le silicium a longtemps été le seul semi-conducteur utilisé dans le domaine de l'électronique de puissance. Ces deux dernières décennies, la filière silicium trouva plusieurs limitations surtout avec le développement des réseaux à haute tension et forte puissance. Des tenues en tension élevées, de forts calibres en courant, de faibles pertes en commutation et un fonctionnement à haute température sont des besoins que le silicium ne semble pas être capable de satisfaire. La recherche s'est orientée alors vers les semi-conducteurs à large bande interdite qui peuvent théoriquement remplacer le traditionnel silicium. Le semi-conducteur le plus étudié est le carbure de silicium (SiC). Possédant des caractéristiques cristallines et physiques exceptionnelles, le SiC pourra alors être une bonne solution alternative au silicium. Le nitrure de gallium (GaN) et le diamant (C) sont aussi étudiés pour ces mêmes raisons. Cependant, des difficultés au niveau de la fabrication des composants sont toujours rencontrées. La croissance de wafers de grande taille avec une faible densité de défauts, l'optimisation de la méthode de dopage et la réalisation des contacts sont des points à maîtriser.

La détermination des paramètres physiques des semi-conducteurs à large bande interdite permet de mieux les exploiter afin de réaliser des composants supportant des tensions de plus en plus élevées et présentant de faibles pertes statiques et dynamiques. C'est dans ce cadre que s'inscrivent les travaux de cette thèse.

La technique OBIC (Optical Beam Induced Current) est alors utilisée pour la détermination des coefficients d'ionisation du SiC. La connaissance de ceux-ci est indispensable pour prévoir la tension de claquage des composants. Ces coefficients sont très peu étudiés dans la littérature et les résultats déjà publiés sont plus ou moins dispersés. La technique OBIC permet aussi de visualiser la distribution du champ électrique à la surface du composant. La durée de vie des porteurs minoritaires est également déduite à partir des mesures OBIC aux bords de la zone de charge d'espace.

La technique OBIC a été étudiée au laboratoire depuis quinze ans avec un laser UV à argon continu. Ce type de laser étant obsolète et sa maintenance devenant problématique, un banc expérimental utilisant un laser vert pulsé a été mis en place pendant cette thèse. C'est la nouveauté de ces travaux : utiliser l'absorption bi-photonique pour générer des

porteurs. Les résultats obtenus sont satisfaisants et la comparaison de ces résultats avec d'autres obtenus avec un laser UV (OBIC mono-photonique) montre que l'OBIC bi-photonique est plus avantageux que l'OBIC mono-photonique, en particulier au niveau du diamètre du faisceau et de la profondeur de pénétration dans le semi-conducteur. Nous avons également mis au point un nouveau banc UV pendant cette thèse.

Ce mémoire de thèse synthétise les trois années de travail à travers quatre chapitres. Le premier fait une ouverture sur les composants à large bande interdite, en particulier le SiC. Une étude bibliographique des coefficients d'ionisation est ainsi présentée. Le deuxième chapitre est dédié à l'explication de la méthode OBIC et comment elle pourra être exploitée pour l'étude des propriétés physiques de la matière. On y détaille également les travaux de mise en place de deux bancs expérimentaux, ainsi que les difficultés rencontrées. Les chapitres trois et quatre présentent les différents résultats obtenus avec les deux bancs expérimentaux et la comparaison entre les deux méthodes.

Chapitre 1 : État de l'art du carbure du silicium

1- Historique	7
2- Structure Cristalline.....	9
3- Propriétés physiques.....	10
4- Défauts cristallins.....	11
4.1- Défauts étendus.....	12
4.1.1- Micropores	12
4.1.2- Dislocations.....	13
4.1.3- Fautes d'empilement	13
4.2- Défauts ponctuels.....	14
5- Dopage dans le carbure de silicium	15
6- Claquage des composants électroniques.....	15
6.1- Protection Périphérique des jonctions PN	16
7- Diodes de puissance en SiC	18
7.1- Diodes Schottky	18
7.2- Diodes bipolaires	19
7.3- Diodes JBS.....	20
7.4- Autres Composants SiC	21
8- Coefficients d'ionisation.....	21
8.1- Facteur de multiplication	22
8.2- Modèles des coefficients d'ionisation	24
8.2.1- Modèle de Wolff	24
8.2.2- Modèle de Shockley	24
8.2.3- Modèle de Baraff.....	25
8.3- Etat de l'art des coefficients d'ionisation dans le SiC	25
8.3.1- Résultats de Ruff et al. dans le SiC-6H.....	25
8.3.2- Résultats de Konstantinov et al. dans le SiC-4H.....	25

8.3.3-	Résultats de Raghunathan et Baliga dans le SiC-4H et -6H	26
8.3.4-	Résultats de Loh et al. dans le SiC 4H.....	27
8.3.5-	Résultats de Nguyen et al. dans le SiC-4H	28
8.3.6-	Résultats de Hatakeyama et al. dans le SiC-4H.....	28
9-	Conclusion	28
10-	Bibliographie du chapitre 1	29

1- Historique

Le carbure de silicium SiC fut découvert accidentellement pour la première fois en 1824 par Berzélius alors qu'il essayait de fabriquer du diamant. Soixante-sept ans plus tard, Acheson [1] déposa un brevet de fabrication industrielle du SiC. Round a remarqué, en 1907, les propriétés électroluminescentes du SiC [2]. La recherche était concentrée essentiellement aux États-Unis d'Amérique, en Union Soviétique, en Allemagne et au Japon, mais les premiers cristaux de bonne pureté sont obtenus en 1955 par Lely [3]. Cependant, la taille des cristaux obtenus à l'époque ainsi que leur pureté ne permettaient pas leur exploitation en électronique de puissance. La recherche sur le SiC s'est arrêtée presque partout, sauf en URSS. Dans les années 1980, la méthode de Lely modifiée et la méthode de Sandwich ont été mises au point permettant la fabrication des cristaux de plus grandes tailles. Un procédé d'épithaxie en phase vapeur est développé permettant d'obtenir des films de carbure de silicium sur des substrats Si de grande dimension. De nouveau, la fabrication de SiC avec une finalité en électronique de puissance s'est réactivée surtout aux USA, au Japon, en Russie, en Allemagne, en France et en Suède. En 2000, les premières diodes Schottky SiC (480V – 1A) ont été commercialisées par Microsemi. Des diodes de tenue en tension de quelques kV ont été fabriquées et testées. Le record actuel au niveau de la tenue en tension d'une diode en SiC est de 27,5 kV, réalisé au Japon [4].

2- Structure Cristalline

Le carbure de silicium existe sous une forme cubique à faces centrées, appelée β , et sous plus de 170 formes hexagonales ou rhomboédriques rassemblées sous le terme générique α . Ces formes cristallines sont appelées polytypes. Pour nommer ces polytypes, plusieurs notations sont utilisées telles que la notation ABC, la notation de Zhdanov et la notation hk. Mais la plus commune, celle que nous allons utiliser dans ce travail, est celle de Ramsdell : dans cette notation, on note le polytype NX, où N désigne le nombre de couches constituant la période et X est H (hexagonale), R (rhomboédrique) ou C (cubique) [5]. La figure 1.1 montre le schéma représentatif des trois structures les plus utilisées en électronique de puissance. Notons en ce moment, que c'est le SiC-4H qui est le plus utilisé pour la fabrication des composants à large bande interdite.

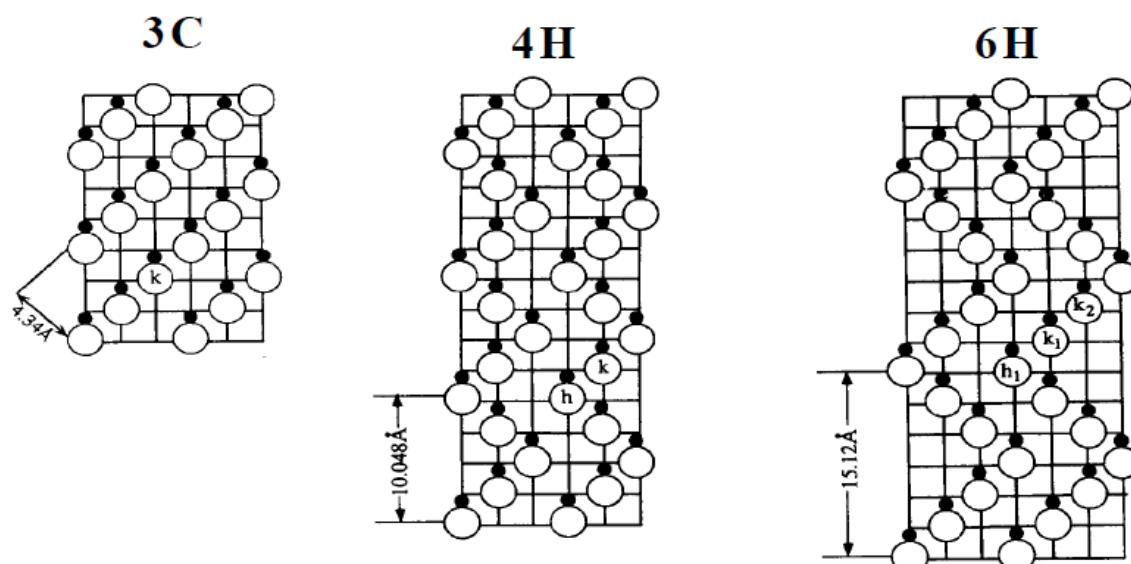


Figure 1.1 : Principaux polytypes du SiC utilisés pour des applications électroniques [5].

3- Propriétés physiques

Le choix d'un semi-conducteur pour la fabrication des composants de puissance est fortement lié à la finalité d'utilisation, aux performances de ce semi-conducteur et au prix de revient de la fabrication et de la maintenance du produit. Autres que le silicium, les semi-conducteurs les plus étudiés sont le carbure de silicium, le nitrure de gallium GaN, le diamant C, l'arséniure de gallium GaAs, etc... Le tableau 1.1 résume les principales caractéristiques physiques et électroniques à 300 K de quelques semi-conducteurs.

Matériau	E _g (eV)	n _i (cm ⁻³)	ε _r	E _c (MV.cm ⁻¹)	μ _n (cm ² .V ⁻¹ .s ⁻¹)	μ _p (cm ² .V ⁻¹ .s ⁻¹)	V _{sat} (×10 ⁶ .cm.s ⁻¹)	λ (W.cm ⁻¹ .K ⁻¹)
Si	1.1 (I)	1.5×10 ¹⁰	11.8	0.37	1400	600	10	1.5
GaAs	1.4 (D)	1.8×10 ⁶	12.8	0.4	8500	400	20	0.5
GaN	3.4 (D)	1.9×10 ⁻¹⁰	9	2	750	30	25	1.3
SiC-3C	2.2 (I)	6.9	9.6	1.5	900	40	25	4.9
SiC-4H	3.3 (I)	8.2×10 ⁻⁹	10	2	700	115	20	5
SiC-6H	3(I)	2.3×10 ⁻⁶	9.7	2.2	370	90	22	4.9
C	5.45 (I)	1.6×10 ⁻²⁷	5.5	10	2200	1600	27	20

Tableau 1.1 : Principales propriétés physiques des semi-conducteurs récurrents en électronique. E_g : énergie de bande interdite, D désigne gap direct et I gap indirect. n_i : concentration en porteur intrinsèque. ε_r : permittivité relative. E_c : champ électrique de claquage. μ_n et μ_p : mobilités respectives des électrons et des trous. V_{sat} : vitesse de saturation des électrons. λ : conductivité thermique.

D'après le tableau 1.1, le diamant est classé comme étant le premier parmi les semi-conducteurs si l'on se base sur ses propriétés physiques. Mais, le développement des composants en diamant rencontre plusieurs problèmes, surtout au niveau de la taille des substrats (composants), du dopage de type n, et de la réalisation des contacts. En outre, le

diamant coûte très cher et cela bloque fortement le développement des composants de ce type malgré quelques essais réalisés ces dernières années [6].

Le diamant ne pouvant pas encore être une bonne alternative au silicium, la recherche s'est concentrée autour du carbure de silicium et le polytype le plus étudié est le 4H. En effet, grâce à son champ électrique critique élevé, on peut fabriquer des composants SiC de même épaisseur que ceux en Si, mais de tenue en tension 5 fois plus élevée, ou l'on peut réduire l'épaisseur de la couche qui tient la tension pour avoir la même tenue en tension. De plus, son énergie de bande interdite étant élevée, le nombre de porteurs intrinsèques est faible, conduisant à de faibles courants de fuite. Le SiC-4H ne perd pas sa caractéristique semi-conductrice à haute température : la concentration en porteurs intrinsèques devient 10^{11} cm^{-3} à 800 K [7], valeur comparable à celle des porteurs intrinsèques dans le silicium à 300 K. Cela permet la conception des composants dans les domaines à haute température tels que l'aéronautique, le spatial, ou encore l'exploration pétrolière. Dans ce cadre, la conductivité thermique élevée du SiC (3 fois celle du Si) [8] permet de minimiser la taille des systèmes de refroidissement utilisés.

La vitesse de saturation élevée permet les commutations rapides entre les états passants et bloqués : cela réduit les pertes en commutation dans les composants haute fréquence, surtout dans le cas des hacheurs [9].

Les mobilités des porteurs dans le SiC sont plus faibles que dans le Si, engendrant une augmentation de la résistance à l'état passant. Néanmoins, on peut résoudre le problème de la résistance élevée en diminuant l'épaisseur de la couche active. En outre, le SiC est l'un des matériaux possédant une très bonne résistance mécanique, ce qui permet de réaliser des substrats SiC moins épais qu'en Si.

4- Défauts cristallins

La croissance cristalline du carbure de silicium engendre des imperfections (défauts cristallins) qui vont limiter fortement l'exploitation optimale des propriétés physiques exceptionnelles du SiC. Ces défauts peuvent limiter par exemple la tension de claquage des composants. Ils peuvent aussi provoquer une variation de la tension de seuil des jonctions ou une augmentation, ou une diminution de la résistance à l'état passant des composants, ainsi qu'une diminution de la vitesse de saturation, ce qui entraîne une augmentation de temps des commutations. Aussi, on a intérêt à étudier les différents types des défauts dans le but de les éliminer ou au moins réduire leur densité au

minimum. Les défauts sont divisés essentiellement en deux catégories : défauts étendus et défauts ponctuels.

4.1- Défauts étendus

4.1.1- Micropores

Les micropores sont des microtubes vides qui traversent de part en part le lingot de SiC. Une simple imagerie par microscopie optique permet de visualiser les micropores si ces derniers sont de taille suffisamment large (figure 1.2) [10]. Les micropores ont un effet très néfaste sur la tenue en tension des composants, conduisant à une réduction de 50% de la tension de claquage. Ils provoquent également une augmentation des courants de fuite. La réduction de la densité des micropores est alors obligatoire pour l'amélioration de qualité des composants SiC.

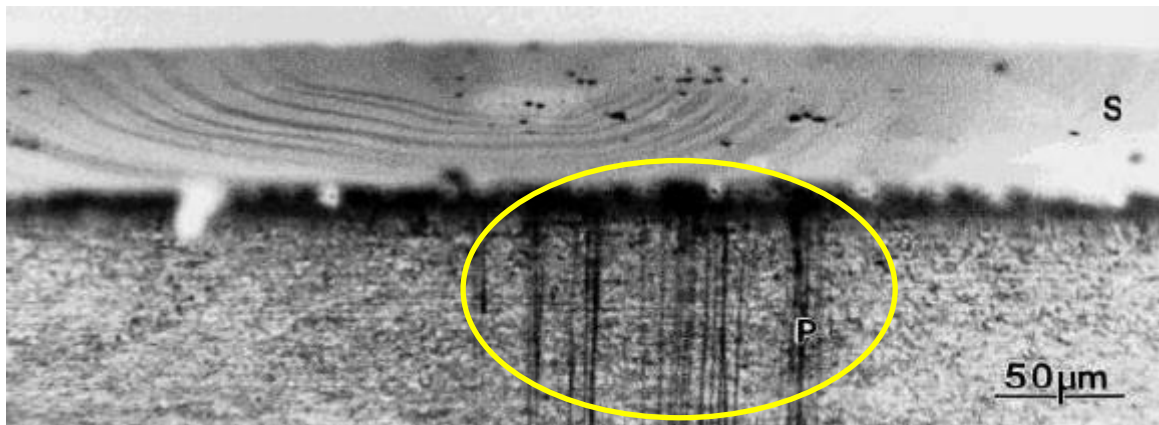


Figure 1.2 : Vue oblique d'un substrat SiC-6H contenant des micropores (marqués P) visualisés par microscopie optique [10].

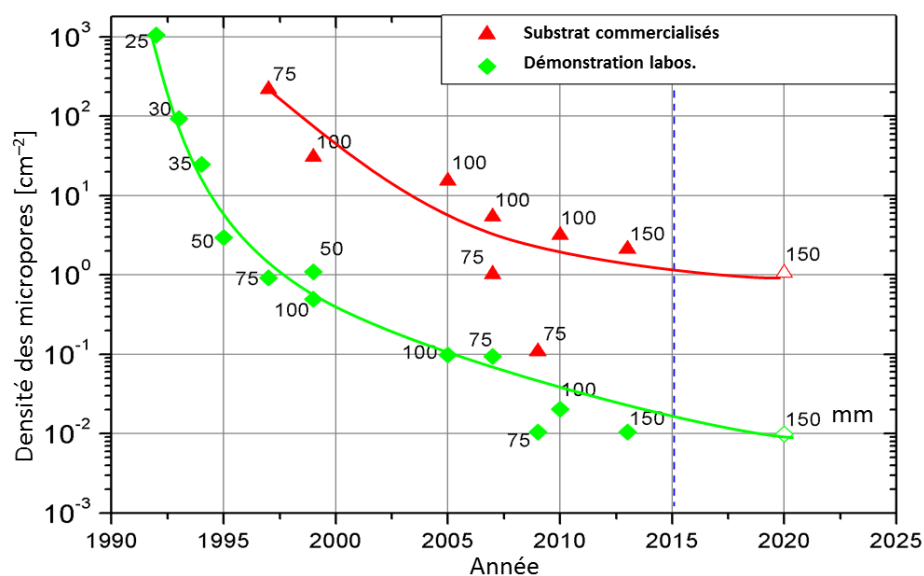


Figure 1.3 : Evolution de fabrication des wafers SiC (Densité des micropores et diamètre des wafers) en fonction du temps.

La figure 1.3 montre l'évolution des wafers SiC en fonction du temps. La densité des micropores a diminué de 1000 en 1990 jusqu'à environ 1 cm^{-2} actuellement. En parallèle, on observe une augmentation remarquable des diamètres des wafers réalisés de 25 mm en 1990 jusqu'à 150 mm actuellement. Les chercheurs de la société CREE Research ont développé des substrats SiC-4H ZMP (Zero MicoPipe) de 100 mm de diamètre ne contenant aucun micropore [11].

4.1.2- Dislocations

Les dislocations sont des défauts cristallins se propageant dans une seule direction (figure 1.4). Elles entraînent une réduction allant jusqu'à 30% de la tenue en tension, accompagnée d'une augmentation du courant de fuite avant l'avalanche [12]. La densité des dislocations est toujours élevée (de l'ordre de 10^3 cm^{-2}), ce qui limite pour l'instant l'utilisation du SiC sur le marché de l'électronique. La densité la plus faible des dislocations trouvée en 2008 est de 425 cm^{-2} [13].

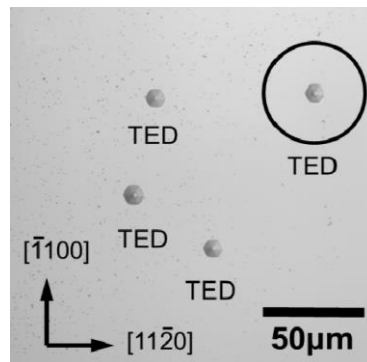


Figure 1.4 : Micrographie optique après gravure KN ($\text{KOH} + \text{Na}_2\text{O}_2$) montrant les TED (Threading edge dislocations) à la surface d'un substrat SiC-4H [12].

4.1.3- Fautes d'empilement

Ce sont des fautes d'empilement des couches atomiques compactes. Thierry-Jebali et al. se sont appuyés sur une image spectroscopique de photoluminescence (PL) pour détecter les défauts d'empilement dans le SiC-4H : la longueur d'onde émise reflète la nature du défaut (figure 1.5) [14]. Il en résulte des centres de recombinaison provoquant la diminution de la durée de vie des porteurs [15]. Ce type de défauts limite fortement le fonctionnement des composants bipolaires et dégrade la caractéristique directe des composants en augmentant la résistance à l'état passant et/ou la tension de seuil des jonctions, ce qui induit une augmentation des pertes à l'état passant. Les recherches ont abouti à une forte diminution de la densité de ces défauts jusqu'à une densité inférieure à 10 cm^{-2} [16].

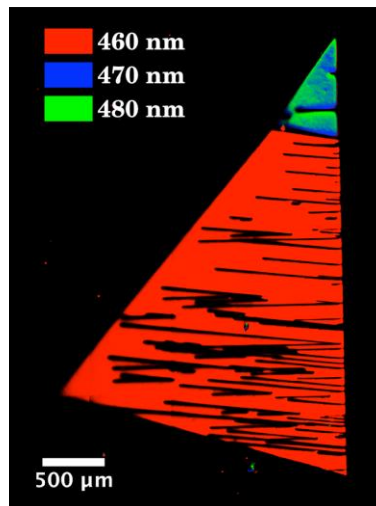


Figure 1.5 : Image spectroscopique de la PL illustrant le changement de type de faute d'empilement pendant la croissance épitaxiale [14].

4.2- Défauts ponctuels

Les lacunes : c'est lorsqu'un nœud du réseau cristallin n'est pas occupé. Il y a alors des lacunes de silicium (Si) et des lacunes de carbone (C).

Les interstitiels : c'est lorsqu'un atome occupe un site qui n'est pas parmi les nœuds du réseau cristallins. Si l'atome concerné est un atome de carbone ou de silicium, on parle d'un auto-interstitiel. Sinon, il s'agit d'une impureté interstitielle.

Les antisites : lorsqu'un atome de silicium occupe l'emplacement d'un atome de carbone et vice versa.

Les impuretés : ce sont des atomes étrangers qui occupent involontairement des sites interstitiels ou substitutionnels dans le réseau cristallin. Si ces atomes sont introduits volontairement dans le matériau, ils sont dit dopants et ils servent à contrôler les propriétés physiques du substrat.

Les défauts ponctuels sont distingués et regroupés selon leur niveau d'énergie dans la bande interdite. Dans le cas du SiC-4H, les défauts intrinsèques situés dans la moitié inférieure de la bande interdite (proche de la bande de valence) sont L ($E_V + 0,24$ eV), I ($E_V + 0,53$ eV), et D ($E_V + 0,54$ eV). Les défauts situés dans la moitié supérieure de la bande interdite (proche de la bande de conduction) sont S, R, $Z_{1/2}$ et E_1/E_2 [17]. Une concentration élevée des défauts ponctuels conduit à la modification du comportement du semi-conducteur et de nouveaux défauts peuvent apparaître après une implantation ou une irradiation.

5- Dopage dans le carbure de silicium

Le choix du dopant dépend fortement de l'énergie d'activation et de la solubilité de ce dernier dans le réseau cristallin. Les principaux dopants du carbure de silicium sont l'azote N, le phosphore, l'aluminium Al et le bore B.

L'azote est un dopant de type N dans le SiC. Sa solubilité élevée ($\sim 10^{21} \text{ cm}^{-3}$), ainsi que son énergie d'activation relativement basse en font le principal dopant donneur utilisé dans le SiC. Les atomes d'azote remplissent des sites substitutionnels et l'énergie d'activation dépend du site occupé. Dans le cas du SiC-4H, elle est de l'ordre de 0,045 eV si le dopant occupe un site hexagonal (h), et de 0,1 eV si le dopant occupe un site cubique (k) [18].

Le phosphore est un dopant donneur dans le SiC. Il n'est pas largement étudié comme dopant du SiC à cause de sa solubilité de $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ qui est relativement faible en comparaison de celle de l'azote. L'énergie d'activation dépend également du site occupé par l'atome de phosphore. Elle est de 0.053 eV dans le cas où le dopant occupe un site hexagonal et elle est de 0.093 eV si le dopant occupe un site cubique [19].

L'aluminium est le dopant accepteur le plus utilisé pour obtenir le SiC dopé P. Il a une solubilité élevée dans le SiC. Son énergie d'activation est de l'ordre de 0,2 eV [20]. Elle diminue quand la concentration des atomes d'aluminium dans le SiC augmente.

Le bore est un dopant de type accepteur dans le SiC. Il a une solubilité relativement importante ($\sim 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) et une vitesse de diffusion élevée dans le SiC. Son énergie d'activation est de l'ordre de 0,285 eV [21].

6- Claquage des composants électroniques

A l'état bloqué, un faible courant de fuite traverse les composants de puissance. Ces derniers sont caractérisés par une tenue en tension limite constituant la tension de claquage. Lorsque la tension inverse s'approche de cette valeur, le courant de fuite augmente rapidement. Le phénomène de claquage conduit à une dégradation partielle des performances du composant, ou bien même à sa destruction totale en l'absence d'un dispositif de limitation de l'énergie. Si le claquage est dû à l'augmentation des porteurs dans tout le dispositif, on parle de claquage en volume. Sinon, le claquage est dit local.

Le claquage volumique a lieu lorsque le champ électrique atteint le champ critique à la jonction. Ce résultat a lieu dans le cas idéal où la jonction est plane parallèle infinie et que le substrat ne présente pas des défauts critiques au niveau de la jonction. Ce cas est

théorique ; dans la réalité, il est nécessaire d'employer des techniques de terminaison de jonctions telles que décrites dans le paragraphe 6.1.

La valeur du champ électrique critique d'un matériau donné dépend essentiellement du dopage de la zone active et de la température. L'effet de la température est positif sur la tenue en tension des composants en carbure de silicium. Lorsque la température augmente, le libre parcours moyen entre deux chocs avec un phonon diminue. L'énergie requise devra être plus importante pour obtenir des collisions ionisantes. Cela a pour conséquence une hausse de la tenue en tension lorsque la température augmente [22].

La figure 1.5b montre la variation de la tenue en tension d'une diode SiC-4H P⁺/N/N⁺ en fonction du dopage de la zone épitaxiée (N) dont l'épaisseur est fixée à 4.5 µm. Cette courbe est obtenue en adoptant les coefficients d'ionisation de Konstantinov *et al.* [23] (ceux-ci seront détaillés dans le paragraphe 8 du chapitre 1). Malgré l'augmentation du champ électrique critique lorsque le dopage de l'épitaxie augmente, la tenue en tension de la jonction diminue car la zone de charge d'espace s'étend moins, entraînant une augmentation rapide du champ électrique à la jonction (figure 1.5a) et ayant pour conséquence une diminution de la tenue en tension.

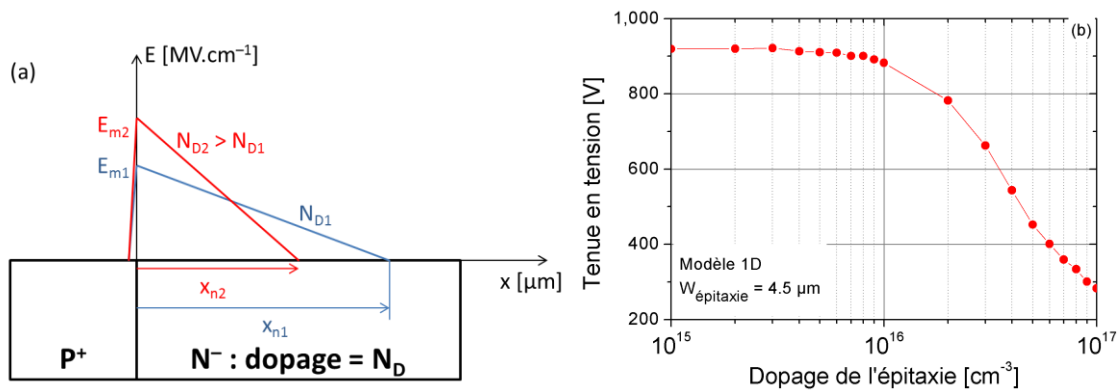


Figure 1.5 : (a) Variation du profil du champ électrique en fonction du dopage pour une tension inverse V_R . (b) Variation de la tension de claquage en fonction du dopage de l'épitaxie, le critère de claquage est l'intégrale d'ionisation atteignant 1.

6.1- Protection Périphérique des jonctions PN

Les jonctions n'étant jamais de longueur infinie, elles possèdent toutes une périphérie. A ce point, les lignes des champs sont serrées et un claquage local est prévisible aux extrémités des diodes. Aussi, la protection périphérique des jonctions PN est indispensable pour s'approcher le plus possible des valeurs de claquage en volume. Elles ont pour but de dévier les lignes de champ pour qu'elles ne soient pas serrées en un seul point. Les principales méthodes utilisées pour assurer la protection périphérique des

diodes sont l'extension latérale de la jonction, la plaque de champ, la gravure MESA et l'anneau de garde (figure 1.6).

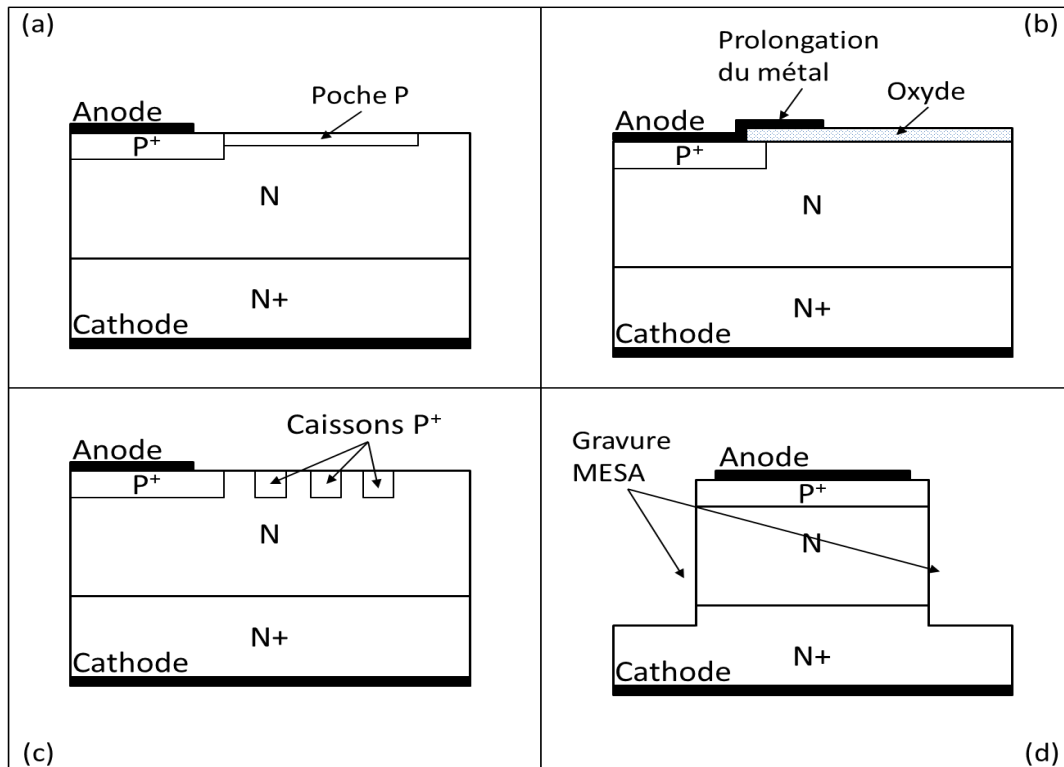


Figure 1.6 : Différents modes de protection périphériques des diodes. (a) Protection JTE, (b) Plaque de champ, (c) Anneaux de garde, (d) Gravure MESA.

L'extension latérale de la jonction est connue sous le nom JTE (junction termination extension). Il s'agit des caissons moins dopés de même nature que l'émetteur. La largeur, la profondeur et la dose de la JTE sont les trois paramètres à optimiser pour s'approcher au plus près des valeurs de claquage volumiques. La figure 1.7 montre les résultats de la simulation via SENTAURUS TCAD de la variation de la tenue en tension d'une diode munie d'une protection JTE en fonction de la dose et l'épaisseur de la JTE en utilisant les coefficients d'ionisation de Konstantinov *et al.* [23].

La plaque de champ est une prolongation du métal sur l'oxyde permettant l'étalement des équipotentielles en périphérie de l'émetteur. Les paramètres à optimiser pour cette protection sont la longueur de la plaque métallique, ainsi que l'épaisseur de l'oxyde.

La gravure MESA est utilisée pour s'approcher du cas des jonctions 1D. La qualité de l'interface oxyde/semi-conducteur est un paramètre important pour ne pas avoir des claquages dans la passivation. Pour obtenir la meilleure protection, la profondeur de la gravure ainsi que son angle sont à optimiser.

La protection par anneau de garde consiste à implanter des régions fortement dopées qui entourent l'émetteur. Ces poches sont à un potentiel flottant et servent à dévier les lignes de champs. Pour une meilleure exploitation de ce mode de protection, il est nécessaire d'optimiser le nombre, les dimensions, les dopages et les inter-distances des anneaux.

Dans la plupart des cas, on peut trouver plusieurs types de protections périphériques utilisés en même temps. Par exemple, on peut utiliser une poche JTE avec des anneaux de garde et une plaque de champ.

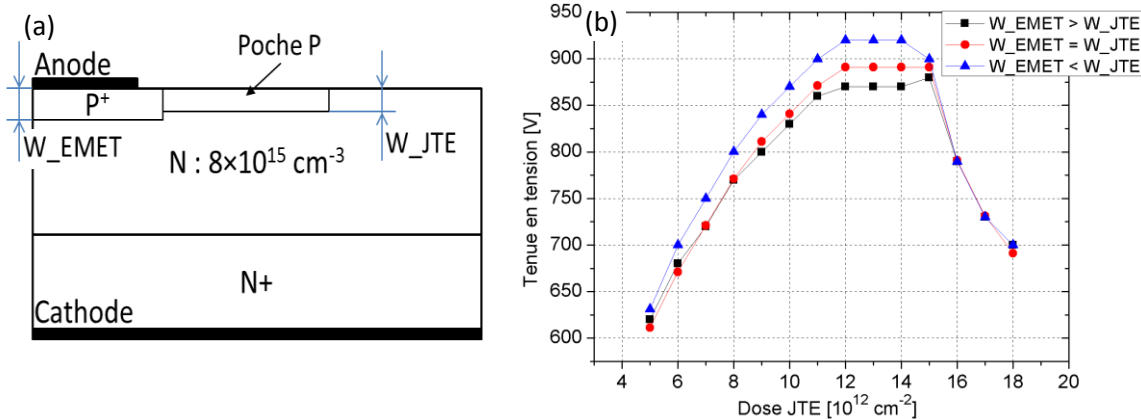


Figure 1.7 : (a) Structure de la diode JTE simulée. (b) Variation de la tenue en tension en fonction de la dose et l'épaisseur de la JTE.

7- Diodes de puissance en SiC

Différents types de diodes en SiC ont déjà été fabriqués, tels que les diodes Schottky, les diodes bipolaires et les diodes JBS.

7.1- Diodes Schottky

Les diodes Schottky sont des diodes unipolaires. Elles assurent le passage du courant par les porteurs majoritaires. Pour ce type de diode, l'absence des charges stockées lorsque la diode est bloquée permet la commutation rapide puisqu'il n'y a pas de temps de recouvrement pour évacuer ces charges. Elles sont également caractérisées par une tension de seuil basse à l'état passant. Les premiers composants en SiC commercialisés sont des diodes Schottky 480V-1A. Ensuite, les nouvelles diodes Schottky SiC sont comparables aux diodes bipolaires Si des points de vue tenue en tension et calibre en courant. Actuellement, la société Cree propose sur le marché des diodes Schottky en SiC ayant des tenues en tension variant entre 650 et 1200 V et des calibres en courant allant jusqu'à 50 A [24]. La société Rohm commercialise de la même manière des diodes Schottky ayant des calibres en tension variant entre 400 et 1200 V et des calibres en

courant allant jusqu'à 40 A [25]. Ces diodes fonctionnent dans une gamme de température variant entre -55 et 175°C. De leur côté, ST et Infineon vendent des diodes Schottky SiC de tenue en tension de 650 V et 1200V respectivement, et un courant moyen allant jusqu'à 12 et 16 A respectivement [26-27].

Le calibre en courant maximal atteint pour les diodes Schottky SiC est de 130A. Ces diodes présentent une surface active de 0.64 cm² et une tenue en tension de 300V. Ces composants sont les plus performants en direct à ce jour [28].

A l'état bloqué, la difficulté est de réaliser des protections périphériques empêchant les claquages locaux aux extrémités des jonctions. Au moyen d'une simple protection JTE par implantation du Bore, Vassilevski a présenté une diode Schottky de tenue en tension de 6.7 kV, soit 80% de la valeur théorique [29]. Une autre diode Schottky de 4.15 kV a été présentée par Nakamura. Cette diode est protégée par la combinaison d'une triple JTE et d'un anneau de garde, ce qui a permis l'obtention d'une tenue en tension de 90% de la valeur théorique [30].

A ce jour, la plus haute tension bloquée présentée est celle de Zhao *et al.*, avec une diode verticale Schottky de type N dont l'épaisseur de la couche active est de 115 µm et le dopage est de 5.6×10¹⁴ cm⁻³. La protection est assurée par une MJTE (multistep JTE). Cette diode présente une tenue en tension de 10.8 kV [31].

7.2- Diodes bipolaires

La filière SiC a montré un progrès intéressant au niveau des diodes bipolaires. Des diodes de tenue en tension de plusieurs kV ont été réalisées. La plupart des démonstrateurs ont été réalisés avec les émetteurs par implantation ionique dans une couche d'épitaxie faiblement dopée. Cependant, quelques auteurs ont mis en œuvre l'émetteur par épitaxie, ce qui leur permet de concevoir un émetteur plus épais.

Pour l'instant, le record mondial de tenue en tension d'une diode est obtenu au Japon en 2013 par Kaji *et al.* [4]. Ces derniers ont réalisé une diode pouvant bloquer une tension de 26.5 KV. Une couche d'épitaxie N⁻ (10¹⁴ cm⁻³) de 270 µm d'épaisseur est réalisée sur un substrat N⁺. Une couche épitaxiée de 2 µm d'épaisseur fortement dopée (8×10¹⁸ cm⁻³) constitue l'émetteur. La protection périphérique est assurée par une gravure MESA et par une JTE de largeur 1050 µm et de structure spéciale nommée SM-JTE (space modulated JTE), à deux niveaux alternatifs de dopage (figure 1.8).

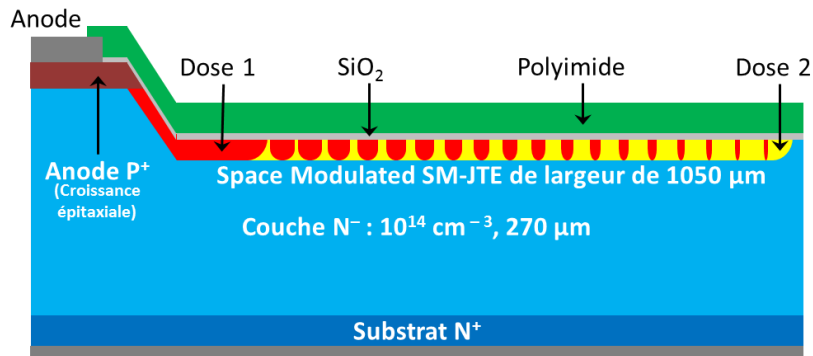


Figure 1.8 : Vue en coupe partielle (zoom sur la protection périphérique) de la diode conçue par Okumura *et al.*

Avec une couche d'épitaxie faiblement dopée ($8 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) de $200 \mu\text{m}$ d'épaisseur, Sugawara *et al.* ont obtenu une diode de tenue en tension de 19.5 kV . Cette diode présente une densité de courant de 100 A.cm^{-2} sous une tension de 6.5 V [32]. D'autres laboratoires ont encore développé des structures bipolaires. Ils ont atteint des tensions bloquées allant jusqu'à 17 kV environ [33].

7.3- Diodes JBS

La diode JBS combine les avantages en direct de la diode Schottky (faible chute de tension à l'état passant) et en inverse de la diode bipolaire (faible courant de fuite et meilleure tenue en tension). En effet, la diode JBS est réalisée par un contact Schottky sur des caissons P^+N (figure 1.9). En direct, le courant passe à travers les canaux N, soit un comportement Schottky, et à plus haute tension la conduction se fait majoritairement par les jonctions bipolaires. En inverse, la zone de charge d'espace s'étend autour des caissons P^+ pour bloquer les canaux N, d'où le comportement similaire à une diode bipolaire en inverse. Ceci permet de bénéficier des courants de fuite plus faibles (avantage des diodes bipolaires par rapport aux diodes Schottky).

Des diodes JBS ayant une tenue en tension sont déjà présentées. Singh *et al.* ont présenté un composant de tenue en tension de 1500 V et un calibre en courant de 4 A [34]. Hull *et al.* ont réalisé une diode JBS avec une tenue en tension de 10 kV et un calibre en courant de 20 A [35].

Les ingénieurs de la société Cree ont développé des diodes JBS de 1.2 kV et un courant en direct de 75 A . La chute de tension en direct pour ces diodes est de 1.77 V pour un courant de 100 A qui les traverse, et en inverse, un courant de fuite de $250 \mu\text{A}$ est mesuré sous 1.33 kV . Ils ont également mis en œuvre des diodes de tenue en tension de

10 kV, avec un courant moyen de 20 A. Ces diodes présentent un faible courant de fuite (inférieur à 80 μ A sous 10 kV) [36].

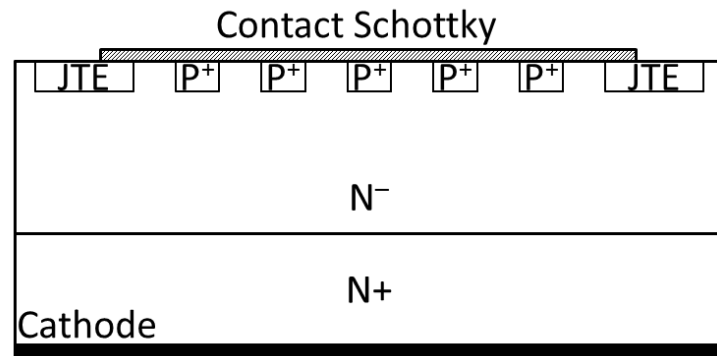


Figure 1.9 : Schéma de principe d'une diode JBS

7.4- Autres composants SiC

Cette bibliographie est orientée autour des composants diodes, car ceux-ci font partie de l'étude OBIC. Cependant, il existe des interrupteurs en SiC qui sont cités très brièvement ici. La filière SiC bénéficie d'un développement important apparu dans la dernière décennie, notamment concernant les transistors à effet de champ (FET). Les sociétés Cree [24] et Rohm [25] proposent ainsi plusieurs transistors MOSFET de tenue en tension allant jusqu'à 1200 V et de calibre en courant allant jusqu'à 40 A. La société ST propose sur le marché des transistors bipolaires et des IGBTs avec un calibre de tension allant jusqu'à 1200 V et un calibre en courant jusqu'à 20 A. Elle propose également des transistors MOSFET avec la même gamme de calibres de tension et de courant, et qui fonctionnent à des températures allant jusqu'à 200 °C [26]. Enfin, la société Infineon commercialise des transistors JFET 1200V avec des courants de drain de 35 A [27]. Par ailleurs, on trouve des démonstrateurs de laboratoire (non commercialisés) ; à titre d'exemple, Van Brunt *et al.* ont présenté un transistor IGBT 27 kV, 20 A [37].

8- Coefficients d'ionisation

Lorsque les électrons et les trous sont soumis à un fort champ électrique, ils acquièrent de l'énergie cinétique et se déplacent dans le substrat. S'ils ont suffisamment d'énergie, ils peuvent ioniser des atomes du réseau cristallin par choc. Ces derniers peuvent à leur tour engendrer la génération de nouvelles paires électrons-trous sous l'effet du champ électrique. Le phénomène cumulatif s'appelle la multiplication par avalanche ; il a été mis en évidence en 1953 par Mc Kay *et al.* en créant des porteurs par excès dans

les jonctions PN à l'aide de faisceaux lumineux et de particules alpha [38]. La multiplication par avalanche M est caractérisée par les coefficients d'ionisation α_n (pour les électrons) α_p (pour les trous). Il est évident que les coefficients d'ionisation sont fonction du champ électrique.

8.1- Facteur de multiplication

Le coefficient de multiplication M est défini comme étant le rapport entre les porteurs recueillis et ceux injectés dans la zone de charge d'espace. Soit la jonction P⁺/N présentée dans la figure 1.10, les coefficients de multiplication M_n (pour les électrons) et M_p (pour les trous) sont définis dans les équations Eq 1.1 et Eq 1.2 respectivement.

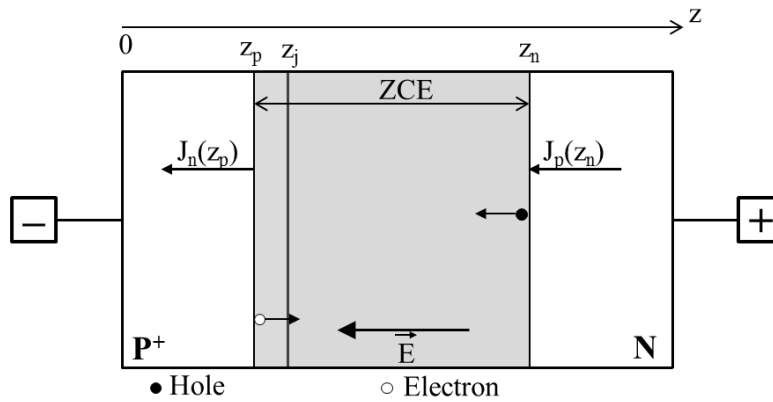


Figure 1.10 : Déplacement des porteurs dans une jonction P⁺/N sous polarisation inverse.

$$M_n = \frac{J_n(z_n)}{J_n(z_p)} \quad \text{Eq. 1.1}$$

$$M_p = \frac{J_p(z_p)}{J_p(z_n)} \quad \text{Eq. 1.2}$$

Les termes J_n , J_p , α_n et α_p présentent respectivement les densités de courants des électrons et des trous et les coefficients d'ionisation des électrons et des trous. Ainsi, les équations suivantes définissent le comportement de la jonction.

$$\frac{dJ_n}{dz} = -\frac{dJ_p}{dz} = \alpha_n J_n + \alpha_p J_p \quad \text{Eq. 1.3}$$

La densité totale du courant dans la diode J est donnée par :

$$J(z) = J_n(z) + J_p(z) \quad \text{Eq. 1.4}$$

On a donc :

$$\frac{dJ_n}{dz} = \alpha_n J_n + \alpha_p (J - J_n) = (\alpha_n - \alpha_p) J_n + \alpha_p J \quad \text{Eq. 1.5}$$

$$\frac{dJ_p}{dz} = -\alpha_p J_n - \alpha_n (J - J_p) = (\alpha_n - \alpha_p) J_p - \alpha_n J \quad \text{Eq. 1.6}$$

En résolvant l'équation différentielle 1.5, on obtient :

$$J_n \exp\left(-\int_{z_p}^z (\alpha_n - \alpha_p) dz\right) = \int_{z_p}^z J \alpha_p \exp\left(-\int_{z_p}^z (\alpha_n - \alpha_p) dz\right) dz + J_n(z_p) \quad \text{Eq. 1.7}$$

En supposant que pour $z = z_n$, le courant est essentiellement un courant d'électrons ; on peut écrire : $J_n(z_n) = J$ et on obtient alors l'équation 1.8 à partir de l'équation 1.7 :

$$J_n(z_n) \exp\left(-\int_{z_p}^z (\alpha_n - \alpha_p) dz\right) = \int_{z_p}^{z_n} J_n(z_n) \alpha_p \exp\left(-\int_{z_p}^z (\alpha_n - \alpha_p) dz\right) dz + J_n(z_p) \quad \text{Eq. 1.8}$$

En divisant ensuite par $J_n(z_p)$ l'équation 1.8, on obtient le facteur de multiplication pour les électrons M_n .

$$\frac{J_n(z_n)}{J_n(z_p)} \exp\left(-\int_{z_p}^z (\alpha_n - \alpha_p) dz\right) = \frac{J_n(z_n)}{J_n(z_p)} \int_{z_p}^{z_n} \alpha_p \exp\left(-\int_{z_p}^z (\alpha_n - \alpha_p) dz\right) dz + 1 \quad \text{Eq. 1.9}$$

$$M_n = \frac{J_n(z_n)}{J_n(z_p)} = \exp\left(\int_{z_p}^{z_n} (\alpha_n - \alpha_p) dz\right) \left[M_n \int_{z_p}^{z_n} \alpha_p \exp\left(-\int_{z_p}^z (\alpha_n - \alpha_p) dz\right) dz + 1 \right] \quad \text{Eq. 1.10}$$

Après simplification, on obtient l'expression du coefficient de multiplication des électrons (Eq. 1.11):

$$M_n = \frac{1}{1 - \int_{z_p}^{z_n} \alpha_n \exp\left(-\int_{z_p}^z (\alpha_n - \alpha_p) dz\right) dz} \quad \text{Eq. 1.11}$$

Par analogie, et en supposant que le courant des trous est beaucoup plus grand que le courant des électrons pour $z = z_p$, on obtient l'expression du coefficient de multiplication pour les trous M_p (Eq. 1.12) :

$$M_p = \frac{1}{1 - \int_{z_p}^{z_n} \alpha_p \exp\left(\int_z^{z_n} (\alpha_n - \alpha_p) dz\right) dz} \quad \text{Eq. 1.12}$$

Le phénomène d'avalanche est atteint lorsque M_n et/ou M_p tendent vers l'infini, ceci correspondant au fait que les intégrales qui figurent dans les dénominateurs des équations 1.11 et 1.12 deviennent égales à l'unité. Ces deux intégrales sont appelées intégrale d'ionisation des électrons $I_n = \int_{z_p}^{z_n} \alpha_n \exp\left(-\int_{z_p}^z (\alpha_n - \alpha_p) dz\right) dz$ et intégrale d'ionisation des trous $I_p = \int_{z_p}^{z_n} \alpha_p \exp\left(\int_z^{z_n} (\alpha_n - \alpha_p) dz\right) dz$.

8.2- Modèles des coefficients d'ionisation

Plusieurs hypothèses ont été déjà adoptées pour déterminer les coefficients d'ionisation. La solution de l'équation de Boltzmann diffère alors selon l'approximation utilisée dans chaque hypothèse.

8.2.1- Modèle de Wolff

C'est le premier modèle des coefficients d'ionisation dans les semi-conducteurs, établi en 1954 [39]. Wolff a résolu l'équation de transport de Boltzmann. Il a supposé que l'énergie que perdent les porteurs lors du choc avec un phonon est très faible devant celle acquise au cours d'un libre parcours moyen. La solution qu'il a trouvée est mentionnée dans l'équation 1.13. L'hypothèse de Wolff n'est valable que sous fort champ électrique.

$$\alpha(E) = A \exp\left(-B/E^2\right) \quad \text{Eq. 1.13}$$

Où E est le champ électrique, A et B sont deux constantes ajustables.

8.2.2- Modèle de Shockley

Dans ce modèle, Shockley a supposé que seuls les porteurs qui atteignent l'énergie d'ionisation lors d'un libre parcours contribuent à l'ionisation par impact. Ce sont seulement des électrons « chanceux » qui participent à l'ionisation par impact [40]. L'équation 1.14 montre l'expression du coefficient d'ionisation selon Shockley.

$$\alpha(E) = \frac{qEL_i}{L_R E_R} \exp\left[-\left(\frac{E_i}{qL_R E}\right)\right] \quad \text{Eq. 1.14}$$

Où q est la charge élémentaire, E_R est l'énergie perdue lors d'une collision avec un phonon, E_i est l'énergie d'ionisation, L_i est le libre parcours ionisant et L_R est le libre parcours moyen entre deux chocs avec deux phonons.

Cette hypothèse n'est valable que dans la gamme de champ électrique faible. L'expression de Shockley des coefficients d'ionisation est en accord avec les valeurs empiriques publiées par Chynoweth dans le silicium [41]. L'expression du coefficient d'ionisation selon Chynoweth est donnée dans l'équation 1.15.

$$\alpha(E) = A \exp(-B/E) \quad \text{Eq. 1.15}$$

Où A et B sont deux constantes ajustables.

8.2.3- Modèle de Baraff

Baraff a développé un modèle des coefficients d'ionisation valable pour toutes les valeurs du champ électrique. Il a résolu numériquement l'équation de transport de Boltzmann en tenant compte du libre parcours moyen L_R , de l'énergie perdue lors d'une collision E_R et de l'énergie d'ionisation E_i [42]. Baraff a montré la dépendance de αL_R en fonction de E_i/qEL_R . Il a démontré également que les solutions présentées par Shockley et Wolff sont des cas limites de son modèle général. Son modèle a été revu par Crowell et Sze en prenant en compte l'énergie moyenne perdue lors d'une collision $\langle E_R \rangle$ et non E_R (Eq. 1.16). Cela a permis de montrer la dépendance des coefficients d'ionisation avec la température [42].

$$\alpha L_R = \exp(ax^2 + bx - c)$$

$$\text{avec : } a = 11.5r^2 - 1.17r + 3.9 \times 10^{-4}$$

$$b = 46r^2 - 11.9r + 1.75 \times 10^{-2}$$

$$c = 755r^2 - 75.5r + 1.92$$

$$r = \frac{\langle E_R \rangle}{E_i}; x = \frac{E_i}{qL_RE}; \frac{\langle E_R \rangle}{E_R} = \tanh\left(\frac{E_R}{2kT}\right)$$

Eq. 1.16

8.3- Etat de l'art des coefficients d'ionisation dans le SiC

Quelques auteurs ont déjà publié des valeurs des coefficients d'ionisation dans le SiC. Les résultats sont plus ou moins dispersés. Cependant, tous les auteurs sont d'accord sur le fait que le phénomène d'avalanche est mené par les trous ($\alpha_p > \alpha_n$).

8.3.1- Résultats de Ruff et al. dans le SiC-6H

En 1994, Ruff *et al.* ont remplacé les paramètres physiques du Si par ceux du SiC-6H pour réaliser des simulations [44]. Ils ont choisi dans leur calcul le modèle de Chynoweth [41]. Les résultats trouvés ont été considérés pour longtemps comme référence pour la simulation des composants SiC. Le tableau 1.2 montre les paramètres a_n , b_n , a_p et b_p de α_n et α_p .

a_n [cm ⁻¹]	b_n [V.cm ⁻¹]	a_p [cm ⁻¹]	b_p [V.cm ⁻¹]
$1,66 \times 10^6$	$1,273 \times 10^7$	$5,18 \times 10^6$	$1,4 \times 10^7$

Tableau 1.2 : Valeurs des coefficients d'ionisation dans le SiC-6H selon Ruff *et al.*

8.3.2- Résultats de Konstantinov et al. dans le SiC-4H

Les résultats les plus utilisés dans la littérature sont ceux de Konstantinov *et al.* Ils constituent une référence pour la plupart des simulations numériques des composants. Les

auteurs ont exploité des mesures du photo-courant sur des diodes bipolaires par la méthode OBIC (Optical Beam Induced Current) ; cette méthode sera détaillée ultérieurement. Les mesures sont réalisées sur des diodes bipolaires avec trois différents niveaux de dopage de la zone active. Les mesures OBIC sont effectuées sur des diodes ne présentant pas de défauts. Le laser utilisé pour la génération des porteurs est de type UV (325 nm) et le photo-courant est mesuré en mode DC. Dans ce calcul, les auteurs ont supposé qu'il s'agit d'une injection pure des trous, puisque la profondeur de pénétration est des photons est relativement faible (7.4µm). Dans leurs essais, ils ont trouvé que la multiplication commence pour $V_R < V_{BR}/2$, ce qui prouve une asymétrie $\alpha_p \gg \alpha_n$ [45]. Alors, l'approximation $M = M_p$ est justifiée et un rapport $k = 40 = M_p/M_n$ est adopté. Le modèle des coefficients d'ionisation utilisé est celui de Chynoweth [41]. Le tableau 1.3 présente les paramètres des coefficients d'ionisation de Konstantinov [23].

$a_n [\text{cm}^{-1}]$	$a_p [\text{cm}^{-1}]$	$b_{n,p} [\text{cm}^{-1}]$
$4,075 \times 10^5$	$1,63 \times 10^7$	$1,67 \times 10^7$

Tableau 1.3 : Paramètres des coefficients d'ionisation de Konstantinov *et al.*

Après cette première étape, Konstantinov *et al.* ont ajusté les paramètres des trois échantillons par un seul modèle montré dans les équations 1.17 et 1.18.

$$\alpha_p = \frac{qE}{\varepsilon_i^p} \exp \left(- \frac{\varepsilon_i^p}{(qE\lambda_p)^2 / 3\varepsilon_r + qE\lambda_p} \right) \quad \text{Eq. 1.17}$$

$$\alpha_n = \frac{qE}{\varepsilon_i^n} \exp \left(- \frac{3\varepsilon_i^n \varepsilon_r}{(qE\lambda_n)^2} \right) \quad \text{Eq. 1.18}$$

Où λ_p (λ_n) et ε_i^p (ε_i^n) représentent respectivement le libre parcours moyen et l'énergie d'ionisation des trous (électrons). Dans ce modèle, les valeurs des paramètres ainsi identifiés sont : $\lambda_p = 32,5 \text{ \AA}$, $\lambda_n = 29,9 \text{ \AA}$, $\varepsilon_i^p = 7 \text{ eV}$ et $\varepsilon_i^n = 0,12 \text{ eV}$.

8.3.3- Résultats de Raghunathan et Baliga dans le SiC-4H et -6H

Les auteurs ont appliqué un faisceau d'électron sur des diodes Schottky type P, ce qui conduit à la mesure d'un courant induit EBIC (Electron Beam Induced Current). Cette technique est utilisée pour la détection des défauts grâce à l'image obtenue, montrant des défauts électriquement actifs. Ainsi, la petite taille du faisceau électronique a permis des mesures précises. Pour la détermination des coefficients d'ionisation, les auteurs ont adopté l'hypothèse stipulant que le champ électrique est constant dans la couche d'épitaxie et que le courant est un courant des porteurs majoritaires. $M = M_p$ et par suite α_n sont alors négligeables et ne sont pas calculés [45]. Le modèle utilisé des coefficients

d'ionisation est celui de Chynoweth [41] ; les paramètres ainsi trouvés sont regroupés dans le tableau 1.4.

	a_p [cm ⁻¹]	b_p [cm ⁻¹]
SiC-4H	$(3,25 \pm 0.3) \times 10^6$	$(1,79 \pm 0.04) \times 10^7$
SiC-6H	$(2,6 \pm 0.12) \times 10^6$	$(1,5 \pm 0.01) \times 10^7$

Tableau 1.4 : Paramètres des coefficients d'ionisation de Raghunathan et Baliga.

Raghunathan et Baliga ont pour leur part étudié la dépendance en température des coefficients d'ionisation en chauffant le composant sous test jusqu'à 500 K. Les équations 1.19 et 1.20 montrent la loi de variation du paramètre a_p en fonction de la température dans le SiC-4H et le SiC-6H respectivement. Le champ b_p reste constant. Cette loi de variation indique une augmentation de la tension de claquage lorsque la température augmente.

$$a_p = 6,3 \times 10^6 - 1,07 \times 10^4 T \quad \text{Eq. 1.19}$$

$$a_p = 4,6 \times 10^6 - 7,4 \times 10^3 T \quad \text{Eq. 1.20}$$

8.3.4- Résultats de Loh et al. dans le SiC 4H

Les auteurs ont pris le modèle des coefficients d'ionisation développé par Ng *et al.* (Eq. 1.21) [46]. Ils ont réalisé des mesures OBIC avec plusieurs longueurs d'onde du faisceau incident (244 nm et 325 nm) sur trois structures différentes de diodes PiN, avec des champs électriques variant entre 0.9 et 5 MV.cm⁻¹. Leurs résultats sont présentés à travers les équations 1.22 et 1.23 [47]. Ils ont également réalisé des mesures des coefficients pour une large gamme de température allant de 100 à 450 K. Les résultats montrent une augmentation de la tension de claquage en fonction de la température [48-49], ce qui est conforme aux prévisions théoriques explicitées au paragraphe 6.

$$\alpha = a \exp \left[- \left(\frac{b}{E} \right)^c \right] \quad \text{Eq. 1.21}$$

Où a et b sont des paramètres ajustables et c est un paramètre ajustable compris entre 1 et 2.

$$\alpha_p = 3.51 \times 10^6 \exp \left[- \left(\frac{1.03 \times 10^7}{E} \right)^{1.09} \right] \quad \text{Eq. 1.22}$$

$$\alpha_n = 2.78 \times 10^6 \exp \left[- \left(\frac{1.05 \times 10^7}{E} \right)^{1.37} \right] \quad \text{Eq. 1.23}$$

Où E est exprimé en V.cm⁻¹ et α_n et α_p sont en cm⁻¹.

8.3.5- Résultats de Nguyen et al. dans le SiC-4H

Dans leur travail, Nguyen et al. ont exploité la technique OBIC pour la détermination des coefficients d'ionisation du SiC-4H. Ils ont utilisé des diodes à faible champ électrique et d'autres diodes à fort champ électrique. Un champ de référence de 3 MV.cm^{-1} est alors fixé comme limite entre fort et faible champ. Ils ont adopté le modèle de Chynoweth [41], et les résultats trouvés sont regroupés dans le tableau 1.5 [50].

	$a_n [\text{cm}^{-1}]$	$b_n [\text{V.cm}^{-1}]$	$a_p [\text{cm}^{-1}]$	$b_p [\text{V.cm}^{-1}]$
$E < 3 \text{ MV.cm}^{-1}$	$0,46 \times 10^6$	$1,78 \times 10^7$	$1,56 \times 10^7$	$1,72 \times 10^7$
$E > 3 \text{ MV.cm}^{-1}$	$0,68 \times 10^6$	$1,56 \times 10^7$	$1,52 \times 10^7$	$1,86 \times 10^7$

Tableau 1.5 : Paramètres des coefficients d'ionisation du SiC-4H trouvés par Nguyen *et al.* pour deux gammes du champ électrique.

8.3.6- Résultats de Hatakeyama et al. dans le SiC-4H

Les auteurs ont utilisé la formule empirique de Chynoweth [41]. La technique OBIC est encore employée dans ce travail. La particularité cette fois-ci est que les auteurs ont testé des diodes bipolaires réalisées sur des substrats SiC-4H de différentes orientations [51]. Les résultats montrent que de mêmes structure et niveau de dopage, les diodes fabriquées sur des wafers orientés $(11\bar{2}0)$ présentent une tension de claquage de l'ordre de 60% de celle caractérisant des diodes fabriquées sur des wafers orientés (0001) . Ce phénomène peut être expliqué par l'anisotropie de la vitesse de saturation provenant de la structure électronique du SiC-4H. Les résultats trouvés sont regroupés dans le tableau 1.6.

	$a_n [\text{cm}^{-1}]$	$b_n [\text{V.cm}^{-1}]$	$a_p [\text{cm}^{-1}]$	$b_p [\text{V.cm}^{-1}]$
(0001)	$1,76 \times 10^8$	$3,3 \times 10^7$	$3,3 \times 10^8$	$2,5 \times 10^7$
$(11\bar{2}0)$	$2,1 \times 10^7$	$1,7 \times 10^7$	$2,96 \times 10^7$	$1,6 \times 10^7$

Tableau 1.6 : Paramètres des coefficients d'ionisation du SiC-4H trouvés par Hatakeyama *et al.*

9- Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons montré l'intérêt d'utiliser les semi-conducteurs à large bande interdite, en particulier le carbure de silicium dans le domaine de l'électronique de puissance. La comparaison entre le silicium et le carbure du silicium montre que ce dernier possède des propriétés cristallines, électroniques et mécaniques meilleures que celles du silicium. Cependant, le passage vers la filière SiC rencontre quelques difficultés notamment au niveau de la fabrication des wafers de grande taille, avec un minimum de défauts. Nous avons exposé les résultats récents montrant un bon avancement sur ce

chemin avec une faible densité de défauts. Nous avons montré également l'avancement de la fabrication et de la commercialisation des composants SiC : des diodes de tenue en tension de quelques kV jusqu'à même 10 kV, avec un calibre en courant allant jusqu'à 50 A sont sur le marché de l'électronique de puissance. Des records de tenue en tension sont atteints avec plus que 25 kV. D'autres composants comme les MOSFET, les JFET et les IGBT de quelques kV avec des temps de commutation relativement courts sont commercialisés.

Dans ce chapitre, nous avons également dédié une partie importante pour détailler les coefficients d'ionisation de la matière. Nous avons montré leur rôle dans la détermination de la tension de claquage des composants. Nous avons exposé les différents modèles proposés des coefficients d'ionisation, ainsi que la gamme de champ électrique compatible pour chaque modèle. Nous avons aussi mis en exergue les résultats les plus importants déjà trouvés dans la littérature et les méthodes utilisées par les différents auteurs.

Dans cette thèse, la méthode OBIC (Optical Beam Induced Current) est utilisée pour caractériser des composants à large bande interdite. Cela nous permet d'extraire les coefficients d'ionisation et d'étudier la distribution du champ électrique à la surface de la diode. Cette méthode et le banc expérimental développé seront détaillés dans les chapitres suivants.

10- Bibliographie du chapitre 1

- [1] S. E. Saddow et A. Agarwal (Edit). « *Advances in silicon carbide processing and applications* ». Artech House Inc., Boston, p. 5-6 (2004).
- [2] H. J. Round. « *A note on carborandum* ». Elect. World. Vol. 19. p. 309 (1907).
- [3] J. A. Lely. « *Darstellung von Einkristallen von Silicium Carbid und Beherrschung von Art und Menge der eingebauten Verunreinigungen* ». Ber. Deut. Keram. Ges., Vol. 32. p. 229(1955).
- [4] N. Kaji, H Niwa, et al. « *Ultrahigh-voltage (>20 kV) SiC PiN diodes with a space modulated JTE and lifetime enhancement process via thermal oxidation* ». Materials Science Forum. vol. 778, p. 832 (2014).
- [5] J. P. Gauthier. « *Polytypisme du carbure de silicium : intérêt de la diffraction électronique par réflexion* ». Thèse de doctorat : Université Claude Bernard-Lyon 1, p. 180 (1978).

- [6] F. Thion. « *Conception de protections périphériques applicables aux diodes Schottky réalisées sur diamant monocristallin* ». Thèse de doctorat, INSA de Lyon (2012).
- [7] C. Raynaud. « *Propriétés physiques et électroniques du carbure de silicium (SiC)* », Techniques de l'ingénieur, (2007).
- [8] G. A. Slack. « *Nonmetallic crystals with high thermal conductivity* ». J. Phys. Chem. Solids, Vol. 34, p. 321 (1973).
- [9] W. Muench et E. Pettenpaul. « *Saturated electron drift velocity in 6H silicon carbide* ». Journal of Applied Physics, Vol. 48, N° 11. p. 4823 (1977).
- [10] J. Heindl, H. P. Strunk, et al. « *Micropipes: Hollow Tubes in Silicon Carbide* ». Phys. Stat. sol., vol. 162 p. 251 (1997).
- [11] R. T. Leonard, Y. Khlebnikov, et al. « *100 mm 4HN-SiC Wafers with Zero Micropipe Density* ». Materials Science Forum, vol. 600, p. 7 (2009).
- [12] Y. Sugawara, Y-Z Yao, et al. « *Characterization of Threading Edge Dislocation in 4H-SiC by X-ray Topography and Transmission Electron Microscopy* ». Materials Science Forum, vol. 778, p. 366 (2014).
- [13] E. Berkman, R. T. Leonard, et al. « *Defect status in SiC manufacturing* ». Materials Science Forum, vol. 615, p. 3 (2009).
- [14] N. Thierry-Jebaly, C. Kawahara et al. « *Identification of stacking faults by UV photoluminescence on thick, lightly doped n-type 4°-off 4H-SiC epilayers* ». Materials Science Forum, vol. 821-823, p. 323 (2015).
- [15] R. E. Stahlbush, M. Fatemi, et al. « *Stacking-fault formation and propagation in 4H-SiC PiN diodes* ». J. Electron. Mater., vol. 31, n°. 5, p. 370-375, 2002.
- [16] J. J. Sumakeris, P. Bergman, et al. « *Techniques for minimizing the basal plane dislocation density in SiC epilayers to reduce V_{f} drift in SiC bipolar power devices* ». Materials Science Forum, vol. 527, p. 141 (2006).
- [17] A-A. Lebedev, « *Deep level centers in silicon carbide: A review* », Semiconductors, vol. 33, n° 2, p. 107 (1999).
- [18] W. Götz, A. Schöner, et al. « *Nitrogen donors in 4H-silicon carbide* ». Journal of Applied Physics, vol. 73, n°. 7, p. 3332 (1993).
- [19] Z-C. Feng et J-H Zhao, « *Silicon carbide materials, processing and devices* ». Série "Optoelectronic properties of semiconductors and superlattices", vol. 20, Taylor & Francis Books, INC. (2004).

- [20] C. Haberstroh, R. Helbig et R. A. Stein. « *Some new features of the photoluminescence of SiC(6H), SiC(4H), and SiC(15R)* ». Journal of Applied Physics, vol. 76, n°. 1, p. 509 (1994).
- [21] T. Troffer, C. Hassler, et al. « *Boron-related defect centers in 4H silicon carbide* ». Inst. Phys. Conf. Ser., vol. 142, p. 281 (1996).
- [22] R. Raghunathan et B. J. Baliga. « *Temperature dependence of hole impact ionization coefficients in 4H and 6H-SiC* ». Solid-State Electronics, vol. 43, p. 199 (1999).
- [23] A. O. Konstantinov, Q. Wahab, et al. « *Study of avalanche breakdown and impact ionization in 4H silicon carbide* ». Applied Physics Letters, vol. 71, n°. 1, p. 90 (1997).
- [24] <http://www.cree.com/>. “Cree” [Accédé le 02-oct-2014].
- [25] <http://www.rohm.com/web/global/>. “Rohm” [Accédé le 02-oct-2014].
- [26] <http://www.st.com/web/en/home.html>. “STMicroelectronics” [Accédé le 02-oct-2014].
- [27] <http://www.infineon.com/>. “Infineon” [Accédé le 02-oct-2014].
- [28] R. Singh, J. Cooper, et al. « *SiC power Schottky and PiN diodes* ». Electron Devices, IEEE Transactions on, vol. 49, n°. 4, p. 665 (2002).
- [29] K. V. Vassilevski, I. P. Nikitina, et al. « *High voltage silicon carbide Schottky diodes with single zone junction termination extension* ». Materials Science Forum, vol. 556, p. 873 (2007).
- [30] T. Nakamura, T. Miyazaki, et al. « *A 4.15 kV 9.07 mΩ·cm² 4H-SiC Schottky-barrier diode using Mo contact annealed at high temperature* ». Electron Device Letters, IEEE, vol. 26, n°. 2, p. 99 (2005).
- [31] J. Zhao, P. Alexandrov, et X. Li. « *Demonstration of the first 10-kV 4H-SiC Schottky barrier diodes* ». Electron Device Letters, IEEE, vol. 24, n°. 6, p. 402 (2003).
- [32] Y. Sugawara, D. Takayama, et al. « *12-19 kV 4H-SiC pin diodes with low power loss* ». Power Semiconductor Devices and ICs, ISPSD '01. Proceedings of the 13th International Symposium on, p. 27 (2001).
- [33] M. K. Das, J. J. Sumakeris, et A. R. Powell. « *High power 4H-SiC PiN diodes with minimal forward voltage drift* ». Materials Science Forum, Vol. 457, p. 1105 (2004).

- [34] R. Singh, S. Ryu, et al. « *1500 V, 4 amp 4H-SiC JBS diodes* ». Power Semiconductor Devices and ICs. Proceedings. The 12th International Symposium on, p. 101 (2000).
- [35] B. A. Hull, J. J. Sumakeris, et al. « *A 180 Amp/4.5 kV 4H-SiC PiN diode for high current power modules* ». Materials Science Forum, vol. 600, p. 93 (2009).
- [36] R. Callanan, A. Agarwal, et al. « *Recent progress in SiC DMOSFETs and JBS diodes* ». Industrial Electronics, IECON 2008. 34th Annual Conference IEEE, p. 2885 (2008).
- [37] E. Van Brunt, L. Cheng, et al. « *27 kV, 20 Ampere-rated 4H0SiC n-IGBTs* ». Materials Science Forum, vol. 821-823, p. 701 (2015).
- [38] K. G. McKay et K. B. McAfee. « *Electron Multiplication in Silicon and Germanium* ». Physical Review, vol. 91, n°. 5, p. 1079, 1953.
- [39] P. A. Wolff. « *Theory of Electron Multiplication in Silicon and Germanium* ». Physical Review, vol. 95, n°. 6, p. 1415 (1954).
- [40] W. Shockley. « *Problems related to p-n junctions in silicon* ». Solid-State Electronics, vol. 2, n°. 1, p. 35 (1961).
- [41] A. G. Chynoweth. « *Uniform Silicon p-n Junctions. II. Ionization Rates for Electrons* ». Journal of Applied Physics, vol. 31, n°. 7, p. 1161 (1960).
- [42] G. A. Baraff. « *Distribution Functions and Ionization Rates for Hot Electrons in semiconductors* ». Physical Review, vol. 128, n°. 6, p. 2507 (1962).
- [43] C. R. Crowell. « *Temperature dependence of avalanche multiplication in semiconductors* ». Journal of Applied Physics, vol. 52, n°. 1, p. 279 (1981).
- [44] M. Ruff, H. Mitlehner, et R. Helbig. « *SiC devices: physics and numerical simulation* ». Electron Devices, IEEE Transactions on, vol. 41, n°. 6, p. 1040 (1994).
- [45] F. Capasso, « *Semiconductors and semimetals* », eds. R-K. Willardson et A-S. Beer (New York : Academic Press), vol. 22, chap. 1 (1985).
- [46] R. Raghunathan et B. Baliga. « *Measurement of electron and hole impact ionization coefficients for SiC* ». Power Semiconductor Devices and IC's, ISPSD'97, 1997 IEEE International Symposium on. p. 173 (1997).
- [47] B. Ng, J. P. R. David, et al. « *Nonlocal effects in thin 4H-SiC UV avalanche photodiodes* ». Electron Devices, IEEE Transactions on, vol. 50, n°. 8, p. 1724 (2003).

- [48] W. S. Loh, B. K. Ng, et al. « *Impact Ionization Coefficients in 4H-SiC* ». Electron Devices, IEEE Transactions on, vol. 55, n°. 8, p. 1984 (2008).
- [49] W. Loh, J. David, et al. « *Avalanche Multiplication and Impact Ionisation in Separate Absorption and Multiplication 4H-SiC Avalanche Photodiodes* ». Materials Science Forum, vol. 600, p. 1207 (2008).
- [50] W. S. Loh, J. P. R. David, et al. « *Temperature dependence of hole Impact ionization coefficient in 4H-SiC photodiodes* ». Materials Science Forum, vol. 615, p. 311 (2009).
- [51] D-M. Nguyen, « Conception et caractérisation de diodes en SiC pour la détermination des coefficients d'ionisation », thèse de doctorat, INSA de Lyon, p. 124 (2011).
- [52] T. Hatakeyama, T. Watanabe, et al. « *Impact ionization coefficients of 4H silicon carbide* ». Applied Physics Letters, vol. 85, n°. 8, p. 1380 (2004).

Chapitre 2 : Etude de la méthode OBIC pour la détermination des coefficients d'ionisation

1- Absorption photonique dans les semi-conducteurs.....	35
1.1- Absorption mono-photonique dans les semi-conducteurs.....	35
1.2- Absorption multi-photonique dans les semi-conducteurs	36
2- Principe de l'OBIC	37
3- Détermination expérimentale des coefficients d'ionisation	38
3.1- Multiplication pure des électrons.....	39
3.2- Multiplication pure des trous	39
3.3- Génération multi-photonique dans le semi-conducteur.....	39
3.4- Multiplication dans la zone de charge d'espace	40
3.5 Calcul du photo-courant dans le cas d'absorption mono-photonique ...	41
3.6- Calcul du photo-courant dans le cas d'absorption bi-photonique	43
4- Autres utilisations de la méthode OBIC	44
4.1- Etude de la distribution du champ électrique	44
4.2- Détermination de durée de vie des porteurs minoritaires	44
5- Banc expérimental à base du laser vert.....	45
5.1- Mise en place – Caractéristiques techniques	45
5.2- Contraintes sur l'utilisation du laser vert.....	47
5.3- Mesures préliminaires.....	50
6- Banc expérimental à base du laser UV	52
6.1- Mise en place – Caractéristiques techniques	53
6.2- Mesures préliminaires.....	55
7- Comparaison entre les deux bancs expérimentaux	55
8- Conclusion	56
9- Bibliographie du chapitre 2	57

Le chapitre 1 a permis de démontrer que le carbure du silicium est une bonne alternative au silicium dans le domaine de l'électronique de puissance. Mais l'amélioration de la fiabilité des composants à base de SiC demande encore des efforts pour éliminer ou réduire les défauts dans le matériau. Cela permettrait la réalisation de wafers de grande taille jouissant de bonne performance. Dans le but de déterminer certains paramètres du matériau, des méthodes faisant intervenir un faisceau optique ont été déjà utilisées pour générer un excès de porteurs dans la jonction et mesurer un courant induit (OBIC – Optical Beam Induced Current) [1-3]. Il s'agit de générer des porteurs de charge à la jonction par absorption des photons et d'interpréter ensuite l'action de ces porteurs dans le semi-conducteur. Dans la même finalité, d'autres méthodes utilisant un faisceau d'électrons sont utilisées (EBIC – Electron Beam Induced Current) [4].

Dans ce chapitre, nous proposons une explication détaillée de la méthode OBIC utilisée pour l'extraction des coefficients d'ionisation du SiC, la détermination de la durée de vie des porteurs et de la distribution du champ électrique à la surface des composants électroniques.

1- Absorption photonique dans les semi-conducteurs

Lorsqu'on éclaire un semi-conducteur avec un faisceau optique, une proportion de ce dernier est réfléchi à la surface du semi-conducteur. La réflexion dépend essentiellement du polissage de cette surface, de l'indice de réfraction du semi-conducteur, de la longueur d'onde incidente et de l'angle d'incidence du faisceau. Plaçons-nous dans le cas d'une incidence normale à la surface du semi-conducteur de sorte qu'une proportion importante de la puissance incidente puisse émerger dans la matière. Lorsque les photons incidents entrent en choc avec les électrons de la matière, il y aura plusieurs possibilités selon la longueur d'onde utilisée et l'énergie de bande interdite du semi-conducteur.

1.1- Absorption mono-photonique dans les semi-conducteurs

Pour de courtes longueurs d'onde incidentes (λ), l'énergie photonique $E_\phi = hc/\lambda$ est beaucoup plus élevée que l'énergie de bande interdite du semi-conducteur E_g ($E_\phi \gg E_g$). Le choc photon-électron est capable d'exciter ce dernier et de lui céder suffisamment d'énergie pour qu'il passe dans la bande de conduction. Une paire électron-trou sera ainsi générée dans la matière. L'absorption des porteurs dans ce cas suit la loi empirique de Beer-Lambert [5] donnée par l'équation 2.1.

$$\frac{d\phi}{dz} = -\alpha\phi \quad \text{Eq. 2.1}$$

où ϕ est le flux optique à une profondeur z dans la matière, et α le coefficient d'absorption mono-photonique de la lumière dans le semi-conducteur. α dépend du semi-conducteur et de la longueur d'onde incidente.

On définit alors la longueur de pénétration de la lumière dans le semi-conducteur L_p . C'est la distance pour laquelle le rapport entre la densité de puissance à cette profondeur $\phi(L_p)$ sur la densité de puissance initiale transmise à la surface $\phi(0)$ vaut e^{-1} . On peut alors démontrer la relation établie dans l'équation 2.2.

$$\alpha L_p = 1 \quad \text{Eq. 2.2}$$

Le tableau 2.1 montre les valeurs de α et de L_p pour certaines longueurs d'onde dans le cas du SiC-4H et du SiC-6H à 300 K [6-7], sachant que pour toutes ces longueurs d'onde, l'énergie photonique est ≥ 3.41 eV, c'est-à-dire supérieure à l'énergie de bande interdite du SiC-4H (3.3 eV) et du SiC-6H (3 eV). On se trouve donc dans le cas d'absorption mono-photonique.

Longueur d'onde λ [nm]		300	333,6	334,5	335,8	349	351,1	363,8
Energie photonique [eV]		4,13	3,72	3,71	3,69	3,56	3,53	3,41
SiC-6H	α [cm ⁻¹]	4942	1760	1723	1657	1166	1060	725
	L_p [μm]	2	5,7	5,8	6	8,57	9,4	13,8
SiC-4H	α [cm ⁻¹]		900	845	790	340	290	
	L_p [μm]		11	11,7	12,7	29,4	35	

Tableau 2.1 : Coefficients d'absorption et longueur de pénétration de certaines longueurs d'onde dans le SiC-4H et le SiC-6H.

1.2- Absorption multi-photonique dans les semi-conducteurs

Lorsque l'énergie photonique incidente devient très faible devant la bande interdite du semi-conducteur ($E_\phi \ll E_g$), le choc entre un photon et un électron situé au niveau de la bande de valence ne peut pas conduire à l'ionisation de l'atome. L'absorption mono-photonique sera négligeable dans ce cas. Il a été démontré que le choc simultané de plusieurs photons avec un électron peut lui céder suffisamment d'énergie pour ioniser l'atome concerné ; ainsi, une génération d'une paire de porteurs aura lieu [8]. En 1931, M. Goeppert Mayer fut la première à étudié le principe de génération bi-photonique [9]. Dans le cas où $E_\phi < E_g < 2 \cdot E_\phi$, l'absorption est dite bi-photonique et la génération d'une

paire de porteurs fait intervenir deux photons. On peut montrer théoriquement que le taux d'absorption est lié à la densité de puissance par la relation suivante (Eq. 2.3).

$$\frac{d\phi}{dz} = -\beta\phi^2 \quad \text{Eq. 2.3}$$

où β est le coefficient d'absorption bi-photonique. Dans cette équation, il est clair que le taux d'absorption est lié fortement à la densité de puissance du faisceau incident. En effet, les auteurs ayant essayé de détecter un effet de génération bi-photonique dans la matière, ils ont utilisé des faisceaux puissants [10].

Dans le cas où $E_\phi \lesssim E_g$, les deux mécanismes d'absorption des photons peuvent avoir lieu en même temps, l'équation qui régit l'absorption est donnée par l'équation 2.4.

$$\frac{d\phi}{dz} = -\beta\phi^2 - \alpha\phi \quad \text{Eq. 2.4}$$

Le tableau 2.2 montre la nature de la génération selon la longueur d'onde du faisceau incident et le semi-conducteur illuminé.

Longueur d'onde λ [nm]	UV			Visible			IR			
	100	200	300	400	500	600	700	800	900	1000
Si	Mono-photonique									
GaN	Mono-photonique			365	Bi-photonique			730	Multi-photonique	
SiC-4H	Mono-photonique			376	Bi-photonique			752	Multi-photonique	
SiC-6H	Mono-photonique			414	Bi-photonique			827	Multi-ph...	
Diamant	Mono...	228	Bi-photon...	455	Multi-photonique					

Tableau 2.2 : Nature de l'absorption selon la longueur d'onde et le semi-conducteur (la nomenclature multi-photonique est donnée dans le cas d'absorption tri-photonique ou plus).

2- Principe de l'OBIC

Considérons la jonction P^+/N de la figure 2.1 : une fois polarisée en inverse, la zone de charge d'espace s'étend essentiellement dans la partie la moins dopée qui est la zone N. Si on éclaire cette jonction avec un faisceau optique de longueur d'onde appropriée, des paires de porteurs seront générées par absorption du faisceau optique. Les porteurs générés dans la zone de charge d'espace acquièrent de l'énergie cinétique, ils sont accélérés pour atteindre le bord de la ZCE, un photo-courant induit est alors mesuré : c'est ce courant qui est appelé OBIC (Optical Beam Induced Current). Lorsque la tension devient très élevée, le champ à l'intérieur de la jonction devient important à son tour ; les porteurs de charges auront beaucoup plus d'énergie cinétique et ils seront dans ce cas capables de générer de nouvelles paires de porteurs par choc. Ces derniers peuvent à leur

tour engendrer de nouvelles ionisations conduisant à l'avalanche. Les porteurs générés à l'extérieur de la zone de charge d'espace ne seront soumis à aucun champ électrique ; ainsi, ils se recombinent et par suite ne conduisent à aucun courant mesuré. Si les porteurs sont générés à l'extérieur de la zone de charge d'espace mais que la distance qui les sépare est inférieure à leur longueur de diffusion, il est possible qu'ils puissent l'atteindre et un courant OBIC sera mesuré dans ce cas.

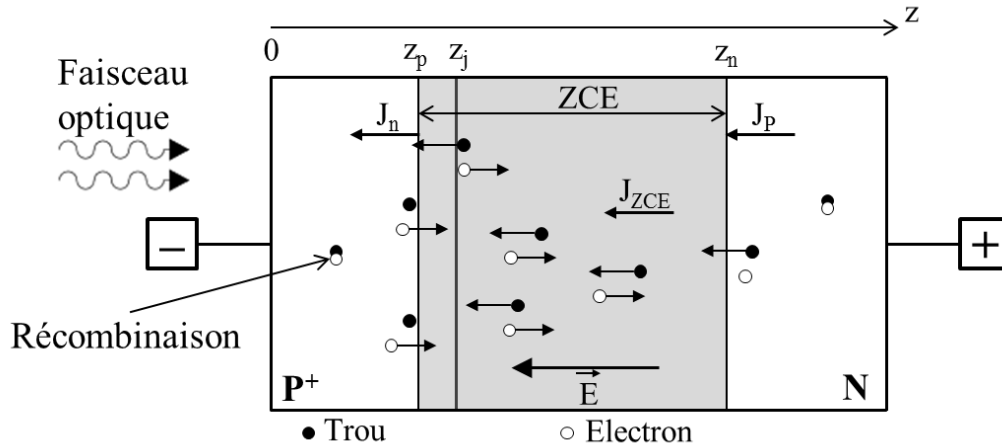


Figure 2.1 : Schéma d'une jonction P⁺/N polarisée en inverse et éclairée par un faisceau optique.

La méthode OBIC permet la génération d'excès des porteurs dans des zones profondes des jonctions, ce qui n'est pas le cas dans la méthode EBIC où les porteurs de charge sont générés à proximité de la surface (dans une profondeur qui ne dépasse pas les 2 μm). De plus, le vide n'est pas exigé dans la méthode OBIC (si l'on est à basse tension et à température ambiante), ce qui n'est pas le cas pour la méthode EBIC. L'avantage néanmoins de l'EBIC est qu'elle présente un faisceau d'électron très étroit, ce qui permet une meilleure résolution de la distribution du champ électrique à la surface de l'échantillon.

3- Détermination expérimentale des coefficients d'ionisation

Pour extraire les coefficients d'ionisation, nous avons besoin de déterminer le coefficient de multiplication M. Ce dernier est donné dans l'équation 2.5.

$$M = \frac{J_{ph}(V)}{J_{ph}(V_0)} \quad \text{Eq. 2.5}$$

où $J_{ph}(V)$ est le photo-courant généré sous une tension inverse V, et $J_{ph}(V_0)$ est le photo-courant sous une basse tension inverse V_0 , pour laquelle la multiplication est

négligeable. Selon la longueur d'onde utilisée, la génération des porteurs pourra être plus ou moins profonde dans le semi-conducteur, et par suite, on pourra adopter une hypothèse ou en rejeter d'autres.

3.1- Multiplication pure des électrons

Lorsqu'on éclaire une jonction P^+/N avec un faisceau incident de longueur d'onde très courte (λ), la distance de pénétration des photons est très petite et par suite la génération aura lieu à proximité de la surface. On considère dans ce cas que seuls les électrons font partie de la multiplication et donc $M \approx M_n$. Cette approximation pourra aider à faciliter le calcul des coefficients d'ionisation mais elle peut introduire une erreur importante surtout dans le cas où $\alpha_p > \alpha_n$ (cas du SiC). On pourra également avoir une multiplication pure des électrons si on éclaire une diode Schottky de type N ; la difficulté est alors de réaliser un contact Schottky qui soit performant, mais en même temps très mince pour que le faisceau optique puisse passer à travers le métal.

3.2- Multiplication pure des trous

Dans le cas d'une jonction P^+/N , si la longueur d'onde incidente est relativement grande tout en gardant la condition que l'énergie photonique E_Φ soit supérieure à l'énergie de bande interdite du semi-conducteur E_G ($E_\Phi \gtrsim E_G$), on peut supposer alors que ce sont essentiellement les trous qui engendrent la multiplication. Par suite, on obtient $M \approx M_p$ [11]. Cette approximation pourra aboutir à des résultats satisfaisants dans le cas où $\alpha_p > \alpha_n$. On pourra également avoir une multiplication pure des trous dans une structure Schottky de type P.

3.3- Génération multi-photonique dans le semi-conducteur

Si l'énergie photonique est largement inférieure à l'énergie de la bande interdite ($E_\Phi \ll E_G$), la nature de la multiplication dépend de la densité incidente des photons [12]. L'absorption est alors localisée au point focal (Waist) du faisceau incident [13]. Dans ce cas, on pourra passer d'une multiplication pure des électrons vers une multiplication pure des trous en changeant la distance entre la lentille de focalisation et l'échantillon. Ou bien, on pourra avoir une multiplication dans la zone de charge d'espace.

3.4- Multiplication dans la zone de charge d'espace

Plaçons-nous dans le cas général où la longueur d'onde incidente est moyenne de sorte qu'on soit entre les deux premiers cas ou dans le troisième cas. Ainsi, les variations des courants sont données par les équations suivantes :

$$\frac{dJ_n}{dz} = -\frac{dJ_p}{dz} = \alpha_n J_n + \alpha_p J_p - qu(z) \quad \text{Eq. 2.6}$$

où $u(z)$ est le taux de génération optique des porteurs. Dans ce cas, on obtient :

$$\frac{dJ_n}{dz} = \alpha_n J_n + \alpha_p (J - J_n) - qu(z) = (\alpha_n - \alpha_p) J_n + \alpha_p J - qu \quad \text{Eq. 2.7}$$

$$\frac{dJ_p}{dz} = -\alpha_p J_n - \alpha_n (J - J_p) + qu(z) = (\alpha_n - \alpha_p) J_p - \alpha_n J + qu \quad \text{Eq. 2.8}$$

La solution de l'équation 2.7 est donnée dans l'équation 2.9 en tenant compte que pour $z = z_p$, on a $J_n = J_n(z_p)$ et pour $z = z_n$, $J = J_n(z_n)$.

$$J_n(z) e^{-\int_{z_p}^{z_n} (\alpha_n - \alpha_p) dz} = \int_{z_p}^{z_n} (J \alpha_p - qu) e^{-\int_{z_p}^z (\alpha_n - \alpha_p) dz} dz + J_n(z_p) \quad \text{Eq. 2.9}$$

étant donné que $J_n + J_p = J$, on obtient alors :

$$\begin{aligned} J \left[1 - e^{\int_{z_p}^{z_n} (\alpha_n - \alpha_p) dx} \int_{z_p}^{z_n} \alpha_p e^{-\int_{z_p}^z (\alpha_n - \alpha_p) dz} dz \right] \\ = J_n(z_p) e^{\int_{z_p}^{z_n} (\alpha_n - \alpha_p) dz} + J_p(z_n) - e^{\int_{z_p}^{z_n} (\alpha_n - \alpha_p) dz} \int_{z_p}^{z_n} qu e^{-\int_{z_p}^z (\alpha_n - \alpha_p) dz} dz \end{aligned} \quad \text{Eq. 2.10}$$

D'après l'équation 1.12 du chapitre 1, on peut écrire M_p sous la forme :

$$\frac{1}{M_p} = 1 - e^{\int_{z_p}^{z_n} (\alpha_n - \alpha_p) dz} \int_{z_p}^{z_n} \alpha_p e^{-\int_{z_p}^z (\alpha_n - \alpha_p) dz} dz \quad \text{Eq. 2.11}$$

D'où, on peut simplifier l'équation 2.10 pour obtenir :

$$\frac{J}{M_p} = J_n(z_p) e^{\int_{z_p}^{z_n} (\alpha_n - \alpha_p) dz} + J_p(z_n) - e^{\int_{z_p}^{z_n} (\alpha_n - \alpha_p) dz} \int_{z_p}^{z_n} qu e^{-\int_{z_p}^z (\alpha_n - \alpha_p) dz} dz \quad \text{Eq. 2.12}$$

D'après les équations 1.11 et 1.12, on peut établir entre M_p et M_n la relation suivante :

$$M_n = M_p e^{\int_{z_p}^{z_n} (\alpha_n - \alpha_p) dz} \quad \text{Eq. 2.13}$$

L'équation 2.12 s'écrit alors :

$$J = M_n J_n(z_p) + M_p J_p(z_n) - M_n \int_{z_p}^{z_n} q e^{-\int_{z_p}^z (\alpha_n - \alpha_p) dz} dz \quad \text{Eq. 2.14}$$

On définit alors les termes M_{ZCE} et J_{ZCE} par :

$$M_{ZCE} = \frac{M_n \int_{z_p}^{z_n} q e^{-\int_{z_p}^z (\alpha_n - \alpha_p) dz} dz}{\int_{z_p}^{z_n} q dz} \quad \text{Eq. 2.16}$$

$$J_{ZCE} = - \int_{z_p}^{z_n} q dz \quad \text{Eq. 2.17}$$

$$M_{ZCE} J_{ZCE} = -M_n \int_{z_p}^{z_n} q e^{-\int_{z_p}^z (\alpha_n - \alpha_p) dz} dz \quad \text{Eq. 2.18}$$

D'où l'expression du courant total :

$$J = M_n J_n(z_p) + M_p J_p(z_n) + M_{ZCE} J_{ZCE} \quad \text{Eq. 2.19}$$

Le coefficient de multiplication est exprimé alors par :

$$M = \frac{J_{ph}(V)}{J_{ph}(V_0)} = \frac{M_n J_n(z_p) + M_p J_p(z_n) + M_{ZCE} J_{ZCE}}{J_{ph}(V_0)} \quad \text{Eq. 2.20}$$

3.5 Calcul du photo-courant dans le cas d'absorption mono-photonique

Le flux optique traversant la surface du semi-conducteur φ_0 est relié au flux incident φ_i par la relation de l'équation 2.21.

$$\varphi_0 = \eta(1 - R)\varphi_i \quad \text{Eq. 2.21}$$

Où η est le rendement optique et R est la réflectance de la surface. La solution de l'équation 2.1 sera alors :

$$\varphi = \varphi_0 e^{-\alpha z} = \eta(1 - R)\varphi_i e^{-\alpha z} \quad \text{Eq. 2.22}$$

Le taux de génération est donné par l'équation 2.23 :

$$u(z) = -\frac{d\phi}{dz} = \phi_0 \alpha e^{-\alpha z} \quad \text{Eq. 2.23}$$

L'expression du photo-courant généré dans la zone de charge d'espace est donnée par l'équation 2.24 :

$$J_{ZCE} = -\int_{z_p}^{z_n} q u dz = q \phi_0 (e^{-\alpha z_n} - e^{-\alpha z_p}) \quad \text{Eq. 2.24}$$

Les courants des porteurs minoritaires aux deux extrémités de la zone de charge d'espace sont des courants de diffusion. Pour les déterminer, il suffit de résoudre les équations de continuité en tenant compte des conditions aux limites.

Dans la zone N :

$$D_p \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} - \frac{p}{\tau_p} + u(z) = 0 \quad \text{Eq. 2.25}$$

Dans la zone P :

$$D_n \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} - \frac{n}{\tau_n} + u(z) = 0 \quad \text{Eq. 2.26}$$

où p (n) est la concentration en trous (électrons) dans la zone N (P), D_p (D_n) est le coefficient de diffusion des trous (électrons) et τ_p (τ_n) est la durée de vie des trous (électrons). Les conditions aux limites sont : $p(z_n) = p(\infty) = 0$; $n(0) = D_n / S_n \left(\frac{\partial n}{\partial z} \right)_{z=0}$ et $n(z_p) = 0$; où S_n est la vitesse de recombinaison des électrons en surface.

Les courants des porteurs minoritaires aux limites de la zone de charge d'espace sont donnés en fonction des variations des concentrations de porteurs par les équations 2.27 pour $J_p(z_n)$ et 2.28 pour $J_n(z_p)$.

$$J_p(z_n) = -q D_p \left(\frac{\partial p}{\partial z} \right)_{z=z_n} \quad \text{Eq. 2.27}$$

$$J_n(z_p) = q D_n \left(\frac{\partial n}{\partial z} \right)_{z=z_p} \quad \text{Eq. 2.28}$$

En résolvant les équations 2.25 et 2.26, et en remplaçant les solutions ainsi trouvées dans les équations 2.27 et 2.28, on trouve :

$$J_p(z_n) = -q\varphi_0 \frac{\alpha L_{dp}}{1 + \alpha L_{dp}} e^{-\alpha z_n} \quad \text{Eq. 2.29}$$

$$J_n(z_p) = q\varphi_0 \frac{\alpha L_{dn}}{1 - \alpha^2 L_{dn}^2} e^{-\alpha z_p} \left(\frac{L_{dn}(S_n + D_n \alpha) e^{\alpha z_p} - (L_{dn} S_n \cosh\left(\frac{z_p}{L_{dn}}\right) + D_n \sinh\left(\frac{z_p}{L_{dn}}\right))}{D_n \cosh\left(\frac{z_p}{L_{dn}}\right) + L_{dn} S_n \sinh\left(\frac{z_p}{L_{dn}}\right)} - L_{dn} \alpha \right) \quad \text{Eq. 2.30}$$

où L_{dn} (L_{dp}) est la longueur de diffusion des électrons (trous) ; elle est reliée à τ_n (τ_p) et D_n (D_p) par l'expression suivante :

$$L_{dn,p} = \sqrt{D_{n,p} \tau_{n,p}} \quad \text{Eq. 2.31}$$

3.6- Calcul du photo-courant dans le cas d'absorption bi-photonique

On peut obtenir le taux de génération en résolvant l'équation 2.3, ce qui donne :

$$u(z) = -\frac{1}{2} \frac{d\varphi}{dz} = \frac{\beta \varphi_0^2}{2(1 + \beta \varphi_0 z)^2} \quad \text{Eq. 2.32}$$

Le courant ainsi généré dans la zone de charge d'espace est donné par l'équation 2.33.

$$J_{ZCE} = - \int_{z_p}^{z_n} q u dz = \frac{q \beta \varphi_0^2 (z_p - z_n)}{2(1 + \beta \varphi_0 z_p)(1 + \beta \varphi_0 z_n)} \quad \text{Eq. 2.33}$$

Pour retrouver les courants des porteurs minoritaires, on prend les mêmes conditions aux limites comme dans le cas de l'absorption mono-photonique, mais les intégrales à résoudre n'ont pas de solution analytique ; elles peuvent cependant être résolues numériquement (voir Annexe A).

Dans les deux cas d'absorption mono- et bi-photonique, le coefficient $M(V)$, défini dans l'équation 2.5, est déterminé expérimentalement. Ensuite, en adoptant un modèle des coefficients d'ionisation, on ajuste les différents paramètres pour avoir une courbe représentative de l'expression théorique de M (Eq. 2.20) qui soit la plus proche possible de la courbe expérimentale de M . Pour cela, un programme de calcul numérique a été développé permettant d'optimiser les paramètres des coefficients d'ionisation (voir chapitre 4).

4- Autres utilisations de la méthode OBIC

4.1- Etude de la distribution du champ électrique

L'utilisation de la méthode OBIC permet d'étudier la distribution du champ électrique à la surface du composant. En effet, la vitesse de déplacement des porteurs $v_{n,p}$ (pour les électrons et les trous) est liée à l'amplitude du champ électrique (Eq. 2.34) ; le courant est relié à la vitesse de déplacement par l'équation 2.35. On peut alors établir une relation entre le courant obtenu et le champ électrique :

$$|v_{n,p}| = \mu_{n,p}|E| \quad \text{Eq. 2.34}$$

$$|J_{n,p}| = q(n,p)|v_{n,p}| = q(n,p)\mu_{n,p}|E| \quad \text{Eq. 2.35}$$

où $\mu_{n,p}$ sont les mobilités des porteurs. Ainsi, en générant un excès de porteurs dans la zone de charge d'espace, le courant OBIC est une image du champ électrique. Lorsque le faisceau optique balaie la surface de la diode, on peut détecter les variations du champ électrique à la surface du composant. En général, l'existence d'un défaut se traduit par une variation locale du champ électrique. Cela permet alors de détecter les défauts locaux dans la structure en utilisant la méthode OBIC. De plus, une étude de l'efficacité d'une protection (JTE), surtout à la courbure de la diode, pourra être menée par la méthode OBIC.

4.2- Détermination de la durée de vie des porteurs minoritaires

Lorsqu'on éclaire avec un faisceau laser une jonction donnée, les porteurs générés en dehors de cette jonction peuvent donner lieu à un photo-courant dans la limite de leur durée de vie. Le photo-courant OBIC décroît alors progressivement lorsque la génération s'éloigne de la zone de charge d'espace [14]. Le photo-courant est alors calculé à partir de l'équation 2.36.

$$J(x) = u \exp\left(-\frac{x}{L_{dn,p}}\right) \quad \text{Eq. 2.36}$$

où u est le taux de génération, x est la distance entre le bord de la zone de charge d'espace et le faisceau optique, et $L_{dn,p}$ est la longueur de diffusion des porteurs (électrons et trous). Si on trace le logarithme népérien de J (mesurée), sa pente sera alors l'inverse de la longueur de diffusion.

D'autre part, la longueur de diffusion est reliée à la durée de vie $\tau_{n,p}$ et au coefficient de diffusion $D_{n,p}$ par l'équation 2.31. On a aussi l'expression de $D_{n,p}$ en fonction de la mobilité, la température T , la charge élémentaire q et la constante de Boltzmann k (Eq. 2.37).

$$D_{n,p} = \frac{kT}{q} \mu_{n,p} \quad \text{Eq. 2.37}$$

On peut déterminer alors la durée de vie des porteurs définie par :

$$\tau_{n,p} = \frac{qL_{n,p}^2}{kT\mu_{n,p}} \quad \text{Eq. 2.38}$$

5- Banc expérimental à base du laser vert

Des mesures OBIC préliminaires ont été réalisées sur des diodes Schottky SiC avec un laser vert pulsé en juillet 2011, avant le début de cette thèse. Ces travaux ont abouti à des résultats positifs car on a pu mesurer un photo-courant induit par faisceau laser. Ces résultats ont ainsi engendré la volonté de mettre en place un laser vert pulsé, livré au laboratoire au début de cette thèse (Décembre 2011).

5.1- Mise en place – Caractéristiques techniques

La figure 2.2 montre une photo et un schéma de principe du banc expérimental vert utilisé. Une source laser émet un faisceau vert de longueur d'onde 532 nm. Le faisceau est pulsé avec une fréquence de 20 kHz. La durée de l'impulsion est d'environ 1 ns. La puissance moyenne fournie par ce laser est réglable et peut atteindre jusqu'à 100 mW, soit une énergie de 5 μ J par impulsion et une puissance instantanée de 5000 W. Le faisceau émis est canalisé par deux miroirs semi-réfléchissants et focalisé à l'aide d'une lentille de distance focale de 100 mm. Le faisceau final est un faisceau vertical et, au point focal, son diamètre est de l'ordre de 10 μ m. La densité de puissance instantanée pourra atteindre 6,4 GW/cm². A l'aide des platines de translation, le système optique (les deux miroirs et la lentille) peut faire des mouvements linéaires de sorte que l'on peut contrôler les coordonnées (x, y, z) du point focal pour lequel la densité de puissance optique est maximale. Ce contrôle peut être réalisé depuis un ordinateur à travers une interface LABVIEW.

Les miroirs semi-réfléchissants réfléchissent une gamme de longueurs d'onde autour de 532 nm avec un très bon rapport. Cependant, les autres longueurs d'ondes sont

transmises à travers le verre. Cela permet de visualiser l'échantillon sous test (Device Under Test – DUT) à l'aide d'une caméra CDD solidaire du système optique.

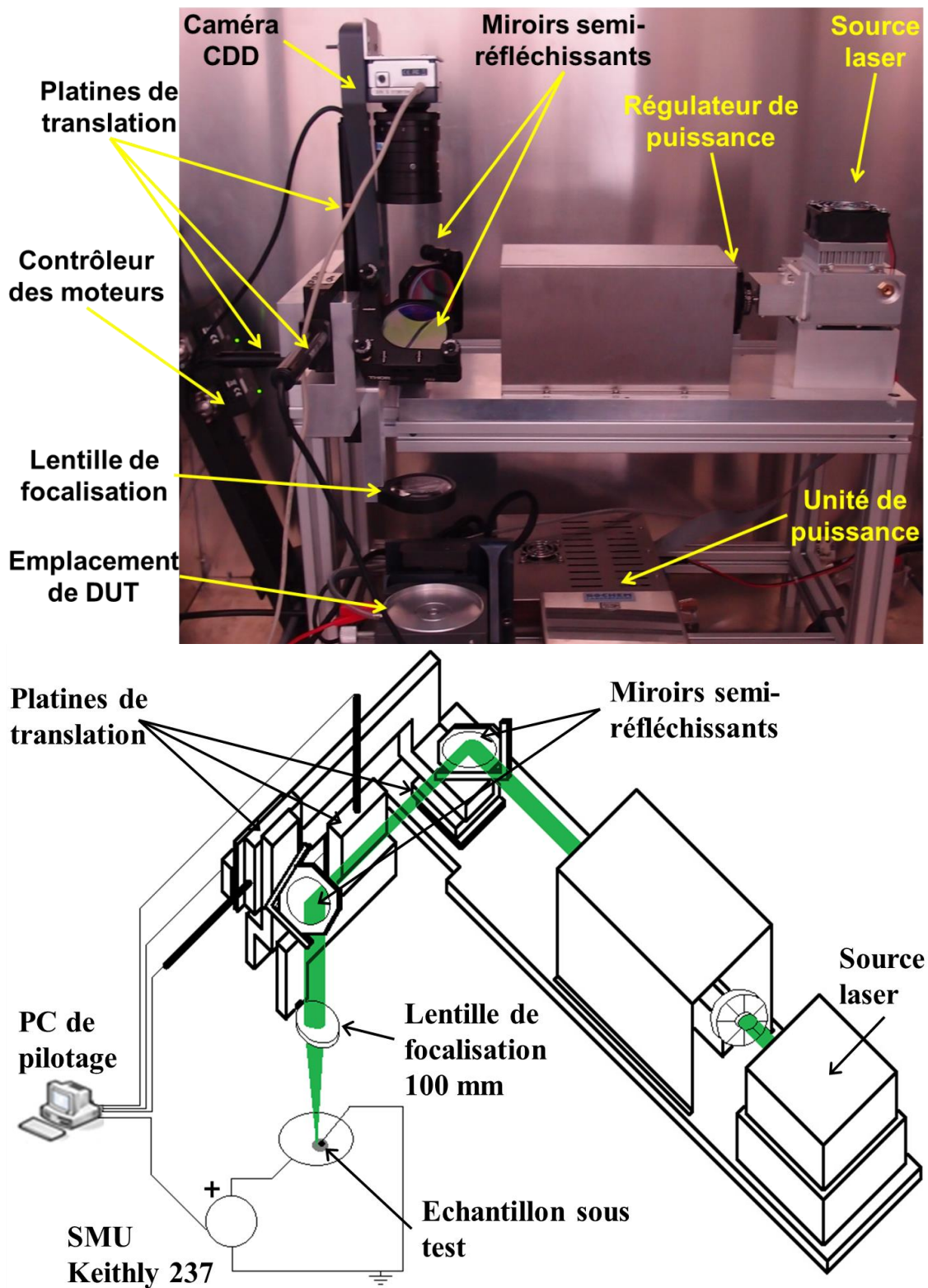


Figure 2.2 : Photo (en haut) et schéma de principe (en bas) du banc expérimental utilisé.

Pour polariser en inverse le DUT, on a utilisé une SMU (Source Measurement Unit) Keithley 237 délivrant une tension allant jusqu'à 1100 V, et pouvant mesurer un courant allant de quelques dizaines de fA jusqu'à 1 A. La mesure est effectuée en mode DC ; on mesure ainsi la valeur moyenne du courant qui traverse le composant.

Dans un premier temps, les DUT étaient fixés sur un substrat DCB (Direct Copper Bonding) à l'aide d'une laque d'argent, établissant ainsi le contact face arrière. Le contact anodique de face avant était réalisé par « bonding ». Les mesures étaient manuelles et avaient pour objectif la démonstration de faisabilité. Dans un deuxième temps, le contact anodique est réalisé avec une pointe pour rendre le travail plus rapide. Un programme LABVIEW développé au laboratoire a permis la réalisation des mesures OBIC automatiques 1D. On peut ainsi définir une ligne droite sur laquelle le faisceau laser va se déplacer. On précise alors le pas de déplacement, la tension de polarisation et le temps d'attente entre deux mesures successives.

5.2- Contraintes sur l'utilisation du laser vert

Dans les conditions ainsi citées, on a pu réaliser plusieurs mesures de façon beaucoup plus précise et plus rapide. Mais, une fois les composants éclairés avec le laser, des destructions inattendues ont eu lieu. Même sans polarisation, l'échantillon est détruit électroniquement et devient passant dans les deux sens. De plus, le laser laisse une trace de son passage sur la diode (figure 2.3).



Figure 2.3 : Microscopie optique des traces laissées lors du passage du laser vert sur l'échantillon (zone claire : le métal anodique).

Dans le but de résoudre ce problème, on a rayé volontairement avec le laser un échantillon d'hafnium et un substrat de SiC-4H afin d'analyser ces rayures produites à la surface du composant. Les analyses sont des mesures de niveau réalisées avec un profilomètre (figure 2.4). Les résultats ont montré des anomalies dues au passage du laser, mais sans pouvoir en déterminer la nature ; des perturbations du niveau sont mesurées sur une largeur de quelques dizaines de micromètres.

Ensuite, une analyse par microscopie à force atomique a été réalisée sur l'échantillon d'hafnium et nous a permis d'établir une première hypothèse : cette trace est un sillon d'environ 10 μm de largeur et de profondeur de l'ordre du μm (figure 2.5). De même, l'analyse avec l'interféromètre optique de la surface du SiC-4H n'a abouti à aucune déduction (figure 2.6).

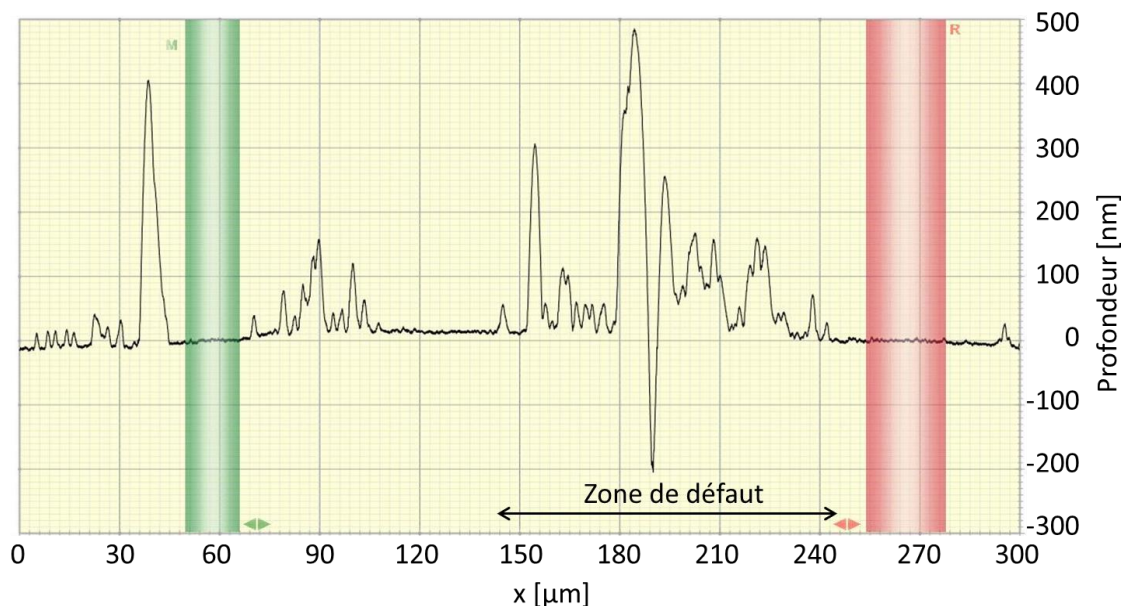


Figure 2.4 : Profil réalisé avec le profilomètre sur la surface de l'échantillon du SiC-4H perpendiculairement à la rayure créée par le laser (x en μm , z en nm). La zone de défaut est évaluée à environ 100 μm .

Cependant, une autre hypothèse est formulée : l'application du faisceau laser entraîne la sublimation du cristal, cette action est accompagnée d'un échauffement local permettant la formation d'une couche d'oxyde SiO_2 qui se dépose dans le trou ainsi formé. Ceci empêche la possibilité de mesure du niveau avec le profilomètre. Cette hypothèse peut expliquer le fait que l'échantillon n'est pas détruit lorsque le laser éclaire un échantillon constitué d'une couche de SiC. Mais, une fois que le laser illumine la métallisation, la diode sera tout de suite détruite : on peut expliquer cette destruction par

une diffusion du métal dans la structure, causant un court-circuit à l'intérieur. Aussi, l'échantillon du SiC-4H a subi un nettoyage HF pendant 3 min pour éliminer tous les oxydes. Ensuite une mesure par profilomètre réalisée montre clairement un trou profond (de l'ordre du μm ou peut-être davantage, mais c'est la limite de résolution du profilomètre) d'environ $10\ \mu\text{m}$ de largeur (figure 2.7).

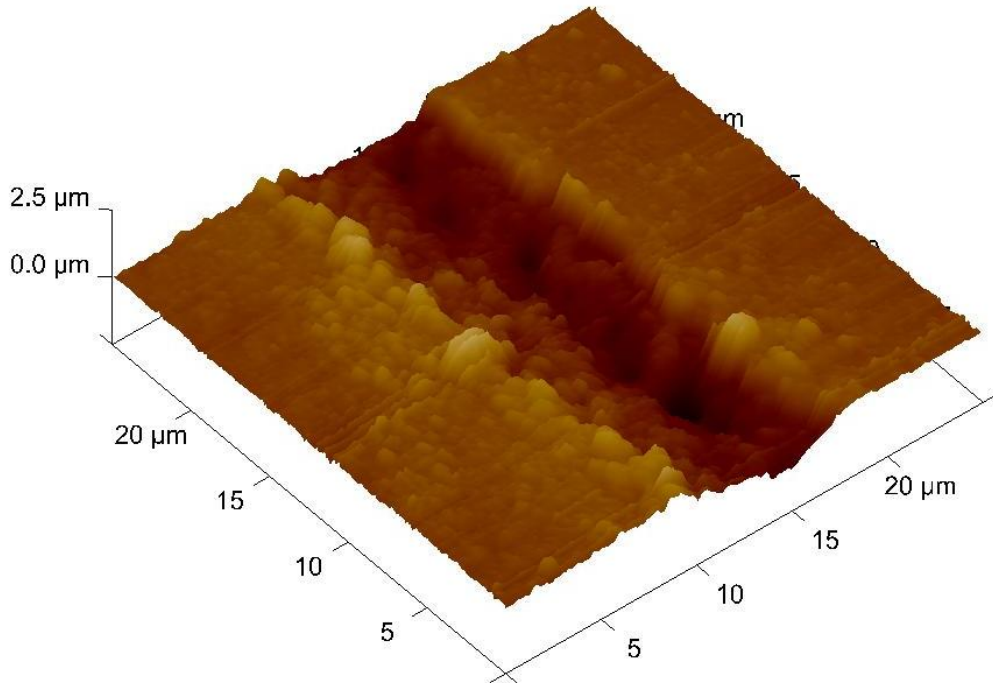


Figure 2.5 : Profil de la surface du hafnium par microscopie à force atomique.

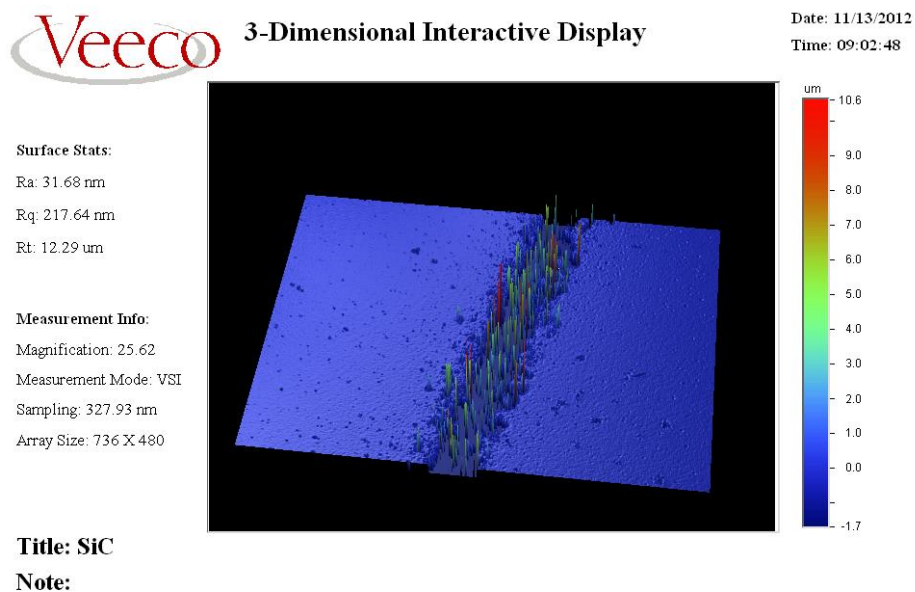


Figure 2.6 : Profil de la surface de l'échantillon du SiC-4H réalisé par interférométrie optique.

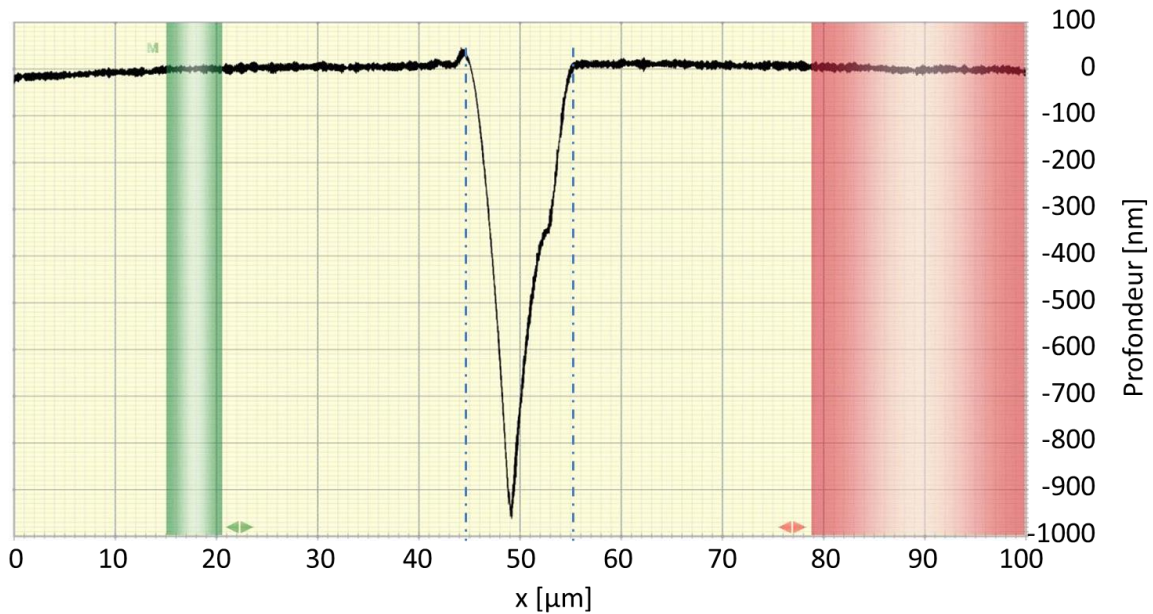


Figure 2.7 : Mesure profilométrique de la surface l'échantillon du SiC-4H (x en μm , et z en nm).

Pour pouvoir réaliser des mesures OBIC, une première solution a été adoptée, passant par une limitation des mesures en dehors de la zone de métallisation.

5.3- Mesures préliminaires

Les premières mesures significatives sont réalisées sur des diodes bipolaires munies d'une protection JTE (la structure de ces diodes sera détaillée au chapitre 3). Sur ces diodes, des balayages du laser de l'extérieur de la diode vers la JTE sont effectués, en évitant que le faisceau touche le métal sous faibles tensions de polarisation (une distance de 20 à 25 μm est prise comme marge de sécurité pour ne pas risquer d'illuminer la métallisation). Les courbes de la figure 2.8 montrent que le courant OBIC est nul lorsque le laser éclaire à l'extérieur de la JTE, et il devient important lorsqu'on éclaire cette dernière. On a fait également varier la puissance du laser sous tension constante ($V_R = 50 \text{ V}$), afin de percevoir l'effet du flux optique sur le courant OBIC. On a ainsi remarqué une augmentation du courant OBIC lorsque la puissance du laser croît (figure 2.9).

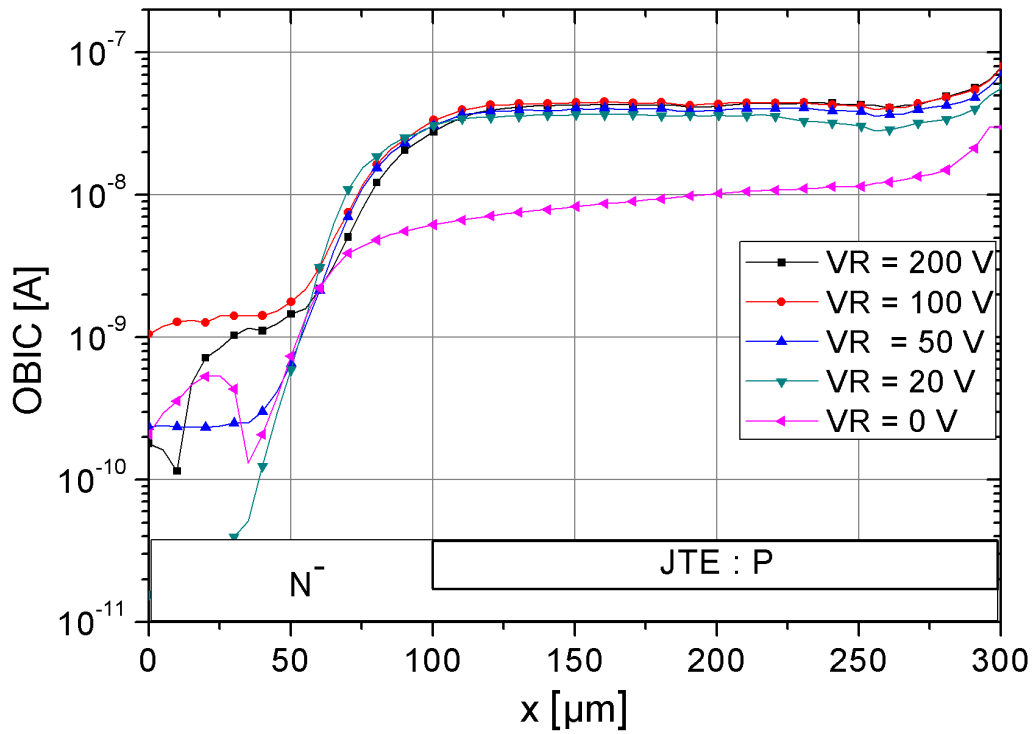


Figure 2.8 : Courant OBIC mesuré en fonction de la position du faisceau laser avec une puissance laser moyenne de 25 mW.

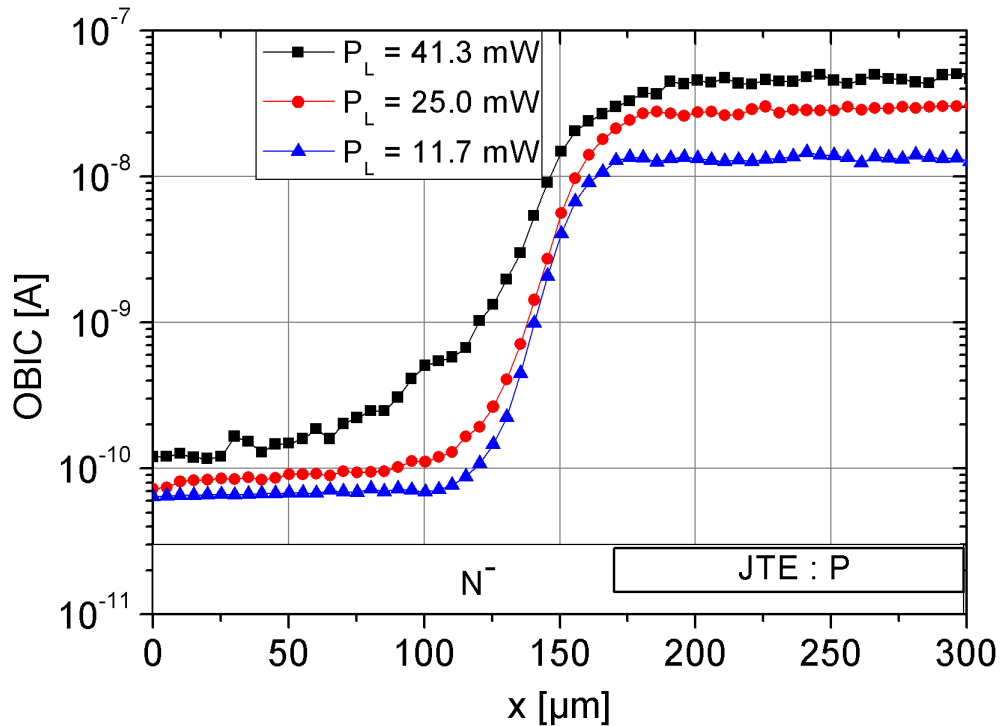


Figure 2.9 : Variation du courant OBIC en fonction de la position d'incidence du faisceau et de la puissance du laser sous tension constante ($V_R = 50$ V).

Cette première solution semblait bien fonctionner, mais toujours avec le risque de destruction du composant étudié si l'on dépasse la métallisation en cas de petite erreur de commande des moteurs. Pour cette raison, nous avons cherché d'autres solutions : on a

essayé de défocaliser le faisceau laser en amenant le point de focalisation au-dessus du DUT. Cette solution fonctionne bien, car on peut balayer la surface de la diode sans causer aucune rayure, et le composant fonctionne normalement après le passage du laser. En outre, on a pu mesurer un effet OBIC avec cette défocalisation. La figure 2.10 montre les premières courbes OBIC où le laser éclaire la métallisation : le courant est nul lorsqu'on illumine la métallisation, et il est important lorsque le faisceau éclaire la JTE. Pour ces mesures, le diamètre du faisceau à la surface de la diode est de l'ordre de 15 μm .

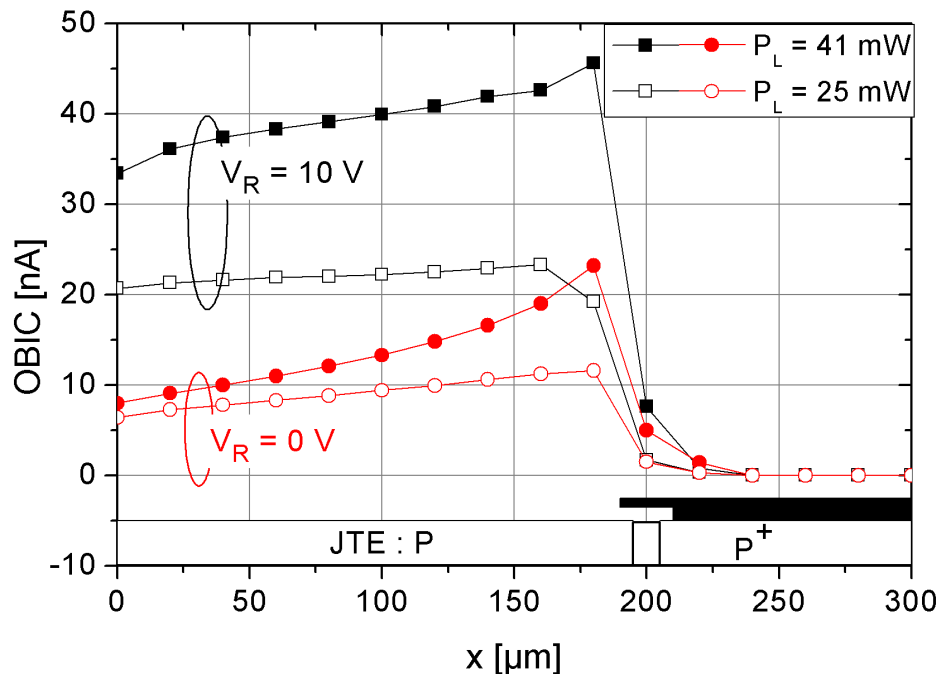


Figure 2.10 : Premiers résultats de mesures OBIC complète (JTE et couche P^+).

6- Banc expérimental à base du laser UV

Considérant les problèmes rencontrés pendant la mise en place du banc expérimental vert, et pour aboutir à de meilleurs résultats, nous avons pensé à changer la longueur d'onde utilisée. Cela implique qu'il faut également changer la source laser utilisée. Ce travail a eu lieu en parallèle avec la recherche des solutions des problèmes rencontrés à travers la mise en place du laser vert. Des essais préliminaires ont été réalisés avec un laser UV-349 nm sur des diodes PN et ont abouti à de bons résultats. On a complété ces mesures avec des essais réalisés avec un laser UV 355 nm à l'Institut de Recherche de Saint-Louis (ISL). Un courant OBIC est observé et aucune destruction ou rayure n'est apparue à la surface des composants. Par conséquent, on a décidé de mettre en place un banc expérimental UV, ce qui implique de nouvelles conditions de travail et par la suite un temps de mise au point des réglages du banc expérimental.

6.1- Mise en place – Caractéristiques techniques

Le nouveau laser est un laser UV 349 nm pulsé (EXPLORER 349-120), la fréquence de répétition est ajustable jusqu'à 5 kHz, l'énergie par impulsion peut atteindre 120 μJ . La durée de l'impulsion varie entre 4 et 7 ns selon la fréquence de répétition choisie [15]. Ce laser est complètement piloté depuis l'ordinateur via une interface graphique LABVIEW.

La mise en place du banc expérimental UV s'est avérée beaucoup plus simple. En effet, nous avons profité du banc optique vert et du système de pilotage déjà développé. Il a suffi alors de changer les miroirs pour qu'ils soient adaptés à la nouvelle longueur d'onde. Quelques corrections mécaniques ont été introduites pour mieux guider le faisceau optique. Le faisceau final qui éclaire le composant sous test est vertical et il fait environ 20 μm de diamètre au point de focalisation. La densité de puissance est encore élevée : par exemple, pour une fréquence de répétition de 1 kHz, la durée de l'impulsion est d'environ 4 ns, alors la densité maximale de puissance instantanée est de l'ordre de 9,5 GW/cm^2 .

Par ailleurs, nous avons modifié le banc expérimental pour qu'il soit compatible avec une enceinte sous vide haute tension, dans le but de contrôler l'environnement et aussi d'augmenter la tension dans un second temps. Pour que le faisceau optique puisse pénétrer jusqu'au DUT, l'enceinte est munie d'un hublot en verre avec les faisceaux lasers utilisés, d'épaisseur convenable afin de résister à la différence de pression sans affecter le faisceau incident. L'un des avantages du banc expérimental UV est la possibilité de mesurer les courants transitoires dans les diodes en utilisant un oscilloscope branché aux bornes d'une résistance de 10 $\text{k}\Omega$ montée en série avec la diode. La figure 2.11 montre une photo du banc expérimental UV adapté à l'enceinte sous vide ainsi que le schéma de principe du nouveau banc expérimental.

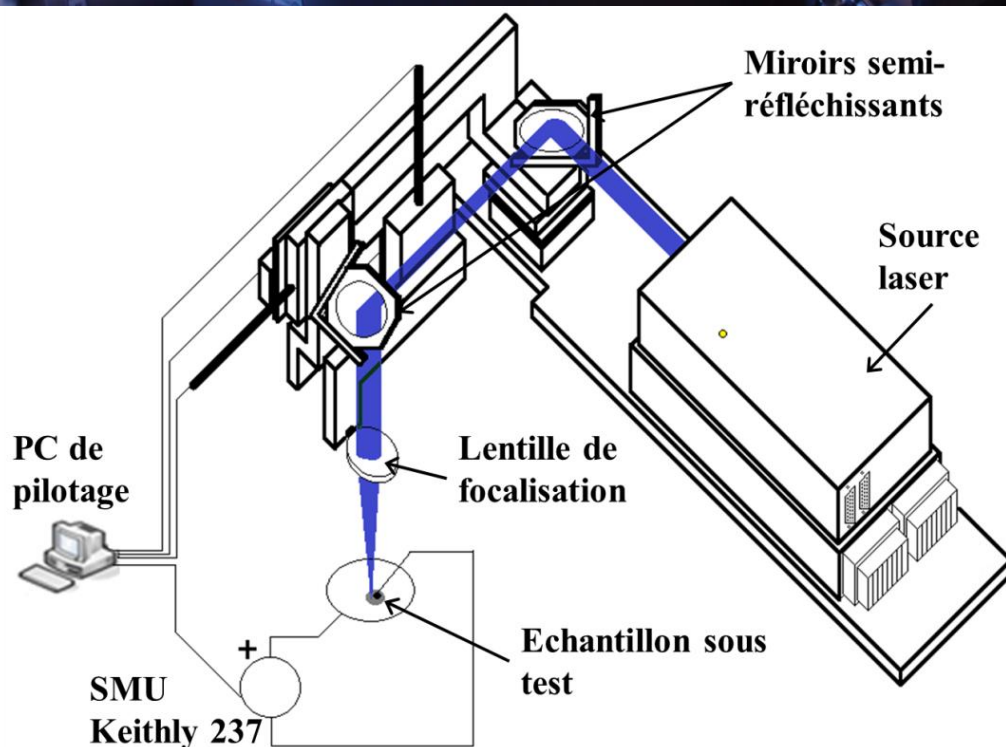
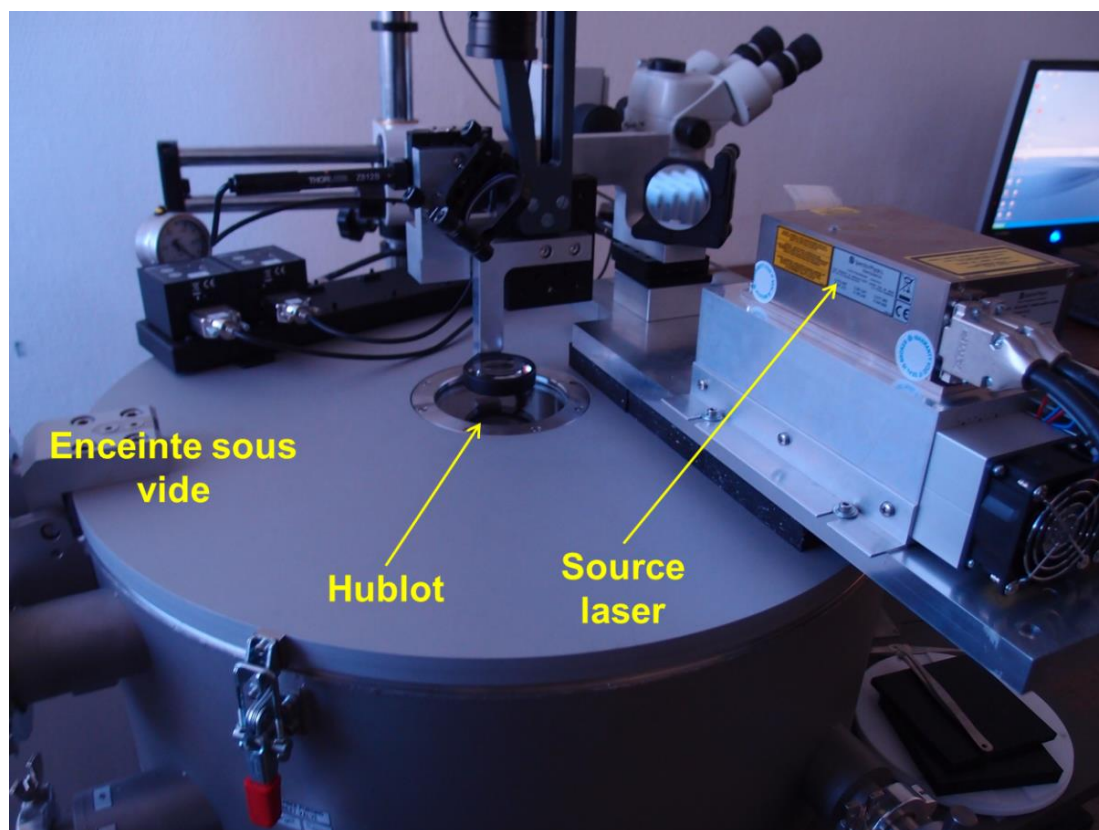


Figure 2.11 : Photo du banc expérimental couplé avec l'enceinte sous vide (en haut) et schéma de principe (en bas).

Le programme de pilotage du système optique est encore amélioré : on peut définir une surface balayée par le laser en précisant les pas de mesure dans les deux directions (x, y). Cela nous permet de réaliser des cartographies OBIC 2D dans le cadre de l'étude

électro-optique des composants. Notons que toutes les mises à jour sont aussi applicables au banc expérimental vert.

6.2- Mesures préliminaires

Les premiers résultats avec ce laser sont obtenus sur des diodes bipolaires munies d'une fenêtre optique [16] et protégées par une gravure MESA (la structure de ces diodes sera détaillée au chapitre 3). Ces résultats montrent un courant OBIC élevé lorsque le laser éclaire la fenêtre optique et le bord de la métallisation ; il est nul lorsqu'on éclaire le métal ou l'extérieur de la diode (figure 2.12). On peut voir également l'ombre de la pointe qui fait le contact sur la face avant. Ce résultat montre qu'on a besoin d'améliorer la focalisation : pour cela plusieurs essais ont suivi ce travail pour atteindre le but recherché. On a pu améliorer ce point, mais on peut dire que le faisceau vert reste plus étroit que celui-ci.

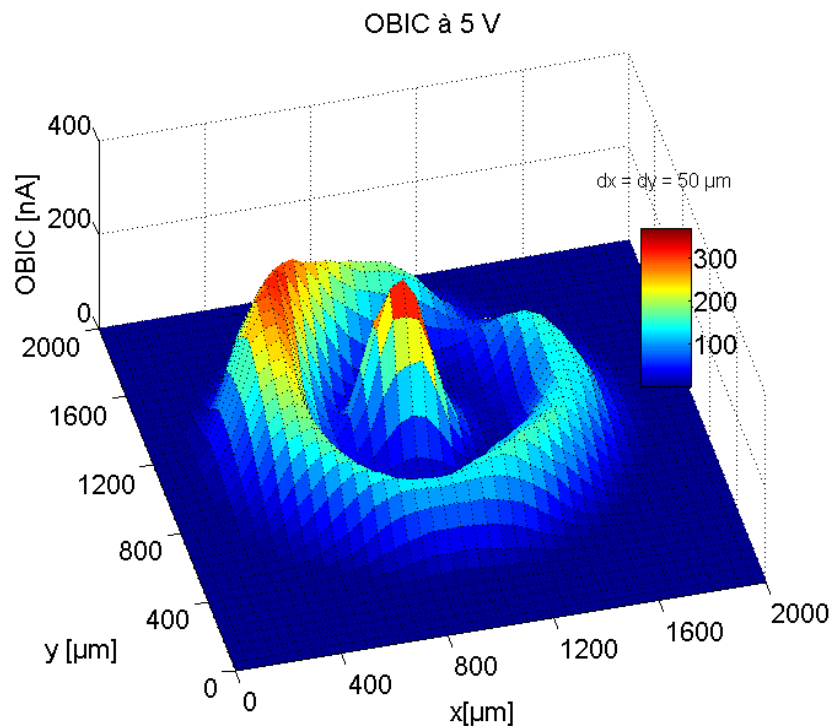


Figure 2.12 : Cartographie OBIC 2D d'une diode munie de fenêtre optique sous une tension inverse de 5V.

7- Comparaison entre les deux bancs expérimentaux

La comparaison entre les deux bancs expérimentaux est obligatoire pour que l'on puisse exploiter au mieux les avantages de chacun d'eux. Cette comparaison est décrite

dans le tableau 2.3 qui présente une analyse rapide des caractéristiques des deux bancs expérimentaux.

	Banc expérimental vert	Banc expérimental UV
Longueur d'onde	532 nm	349 nm
Pulsé	OUI	OUI
Fréquence de répétition réglable	NON, 20000 Hz	OUI, ≤ 5000 Hz
Réglage de puissance moyenne	OUI, ≤ 100 mW	Oui, ≤ 120 mW
Durée de l'impulsion réglable	NON, 1 ns	NON, $4 < \alpha T < 7$ ns
Piloté depuis un ordinateur	NON	OUI
Risque de rayer les échantillons	OUI, résolu	NON
Diamètre du faisceau actif	Presque ponctuel 10 μ m	Moins performant 20 μ m
Nature de l'absorption dans le SiC-4H	Bi-photonique	Mono-photonique
Cartographie 2D	OUI	OUI
Mesures sous vide	OUI	OUI

Tableau 2.3 : Comparaison de principales caractéristiques de deux bancs expérimentaux.

8- Conclusion

Ce chapitre a présenté une description détaillée du phénomène d'absorption photonique : on a distingué les deux cas de génération des porteurs de charge par absorption mono et multi-photonique. L'absorption multi-photonique demande une densité d'énergie photonique élevée. On a ensuite présenté la méthode OBIC et ses utilisations pour déterminer les coefficients d'ionisation, pour étudier la distribution du champ électrique et pour déterminer la durée de vie des porteurs de charge minoritaires.

Dans ce chapitre, on a par ailleurs décrit les deux bancs expérimentaux utilisés pendant cette thèse. La phase de montage des deux bancs expérimentaux est détaillée : on a montré les différentes étapes et les nombreux problèmes résolus pour mettre en place les mesures OBIC.

Les deux chapitres suivants seront dédiés à la présentation et à l'exploitation des résultats obtenus avec chaque banc expérimental et les analyses nécessaires.

9- Bibliographie du chapitre 2

- [1] O. Konstantinov, Q. Wahab, et al. « *Ionization rates and critical fields in 4H silicon carbide* ». Applied Physics Letters, vol. 71, n°. 1, p. 90 (1997).
- [2] H. Niwa, J. Suda and T. Kimoto. « *Temperature dependence of impact ionization coefficients in 4H-SiC* ». Materials Science Forum, vol. 778, p. 461 (2014).
- [3] D. M. Nguyen, C. Raynaud, et al. « *OBIC measurements on avalanche diodes in 4H-SiC for the determination of impact ionization coefficients* ». Materials Science Forum, vol. 717, p.545, 2012.
- [4] R. Raghunathan et B. J. Baliga. « *EBIC investigation of edge termination techniques for silicon carbide power devices* ». Power Semiconductor Devices and ICs, ISPSD'96, 1997 IEEE International Symposium on. p. 111 (1996).
- [5] <http://scienceworld.wolfram.com/physics/LambertsLaw.html> [Accédé le 14/10/2014].
- [6] W. J. Choyke et L. Patrick. « *Higher absorption edges in 6H-SiC* ». Phys. Rev, vol. 172, No. 3, p 769 (1968).
- [7] S. G. Sridhara, T. J. Eperjesi, et al. « *Penetration depths in the ultraviolet for 4H, 6H and 3C silicon carbide at seven common laser pumping wavelengths* ». Materials Science and Engineering, vol. B61-62, p. 229 (1999).
- [8] A. V. Ivanov, R. S. Levitskii, et E. Yu. Perlin. « *Multiphoton avalanche generation of free carriers in a multiband crystal* ». ISSN 0030_400X, Optics and Spectroscopy, vol. 107, No. 2, p. 255 (2009).
- [9] M. Goeppert-Mayer. « *Über Elementarakte mit zwei quantensprüngen* ». Ann. Phys, vol. 9 p.273 (1931).
- [10] C. Xu, W. Denk. « *Two-Photon Optical Beam Induced Current Imaging through the Backside of Integrated Circuits* ». Applied Physics Letters, vol. 71, no. 18, p. 2578 (1997).
- [11] H. Niwa, J. Suda et T. Kimoto. « *Determination of impact ionization coefficients in 4H-SiC toward ultrahigh-voltage power devices* ». European Conference for Silicon Carbide and Related Materials, ECSCRM, Grenoble (2014).
- [12] E. Y. Perlin, A. V. Ivanov et R. S. Levitskii. « *Prebreakdown generation of nonequilibrium electron-hole pairs:the multi-photon avalanche effect* ». Journal of Experimental and Theoretical Physics, vol. 101, no. 2, p. 357 (2005).

- [13] L. Zhang. « *Intensity spatial profile analysis of Gaussian laser beam at its waist using an optical fiber system* ». Chinese Physics Letter, Vol. 27, N° 5, 054207 (2010).
- [14] T. Flohr et R. Helbig. « *Determination of minority-carrier lifetime and surface recombination velocity by optical-beam-induced-current measurements at different light wavelengths* », Journal of Applied physics, vol. 66, no. 7, p. 3060 (1989).
- [15] <http://www.spectra-physics.com/>. "Spectra Physics" [Accédé le 02-déc-2014].
- [16] M. Lazar, F. Jomard, et al. « *SIMS analyses applied to open an optical window in 4H-SiC devices for electro-optical measurements* ». Materials Science Forum, vol. 717, 885 (2012).

Chapitre 3 : Validation de la génération bi-photonique et mesures OBIC dans les diodes de puissance

1-	Description des composants utilisés.....	60
1.1-	Diodes $P^+/N/N^+$	60
1.2-	Diodes d'avalanche.....	62
2-	Validation du phénomène de génération multi-photonique.....	63
3-	Imagerie 2D du champ électrique dans les diodes SiC-4H.....	65
3.1-	Simulations OBIC visualisant le champ électrique	65
3.2-	Etude de la distribution du champ électrique dans les diodes $P^+/N/N^+$	67
3.2.1-	Cartographie OBIC 2D basée sur la génération mono-photonique	67
3.2.2-	Cartographie OBIC 2D basée sur la génération bi-photonique	71
3.3-	Etude de la distribution du champ électrique dans les diodes d'avalanche	75
3.3.1-	Cartographie 2D basée sur la génération mono-photonique.....	75
3.3.2-	Cartographie 2D basée sur la génération bi-photonique	77
3.4-	Comparaison des résultats obtenus par les deux bancs expérimentaux	80
4-	Détermination de la durée de vie des porteurs minoritaires.....	80
4.1-	Résultats obtenus avec le laser UV.....	81
4.2-	Résultats obtenus avec le laser vert	82
5-	Autres mesures OBIC	83
5.1-	Mesure transitoire du courant OBIC	83
5.2-	Mesure OBIC sur une diode coupée.....	85
6-	Conclusion	86
7-	Bibliographie du chapitre 3	87

La caractérisation par technique OBIC du carbure de silicium SiC-4H est étudiée dans ce chapitre. Le principe de la génération bi-photonique est validé dans le SiC-4H avec le laser vert. En utilisant deux longueurs d'onde différentes, des mesures OBIC sont réalisées sur deux structures différentes de diodes, afin d'étudier la distribution en volume du champ électrique. La durée de vie des porteurs minoritaires est extraite en bord de JTE. Enfin, des mesures du courant OBIC transitoire complètent ce chapitre.

1- Description des composants utilisés.

1.1- Diodes $P^+/N/N^+$

Ces diodes bipolaires ont été élaborées au Centre National de Micro-électronique (CNM) de Barcelone. Une couche d'épitaxie faiblement dopée N (10^{15} cm^{-3}) de $7 \mu\text{m}$ d'épaisseur est réalisée sur un substrat SiC-4H fortement dopé N^+ . Le wafer, de 3 pouces de diamètre, est réalisé par la société SiCrystal. La région P^+ est obtenue par implantation ionique dans la couche épitaxiée. Une protection JTE de $200 \mu\text{m}$ de longueur est réalisée par implantation ionique en périphérie de la jonction. La figure 3.1 montre les dimensions et les dopages de chaque région de la diode. La tenue en tension de ces diodes est d'environ 800 V.

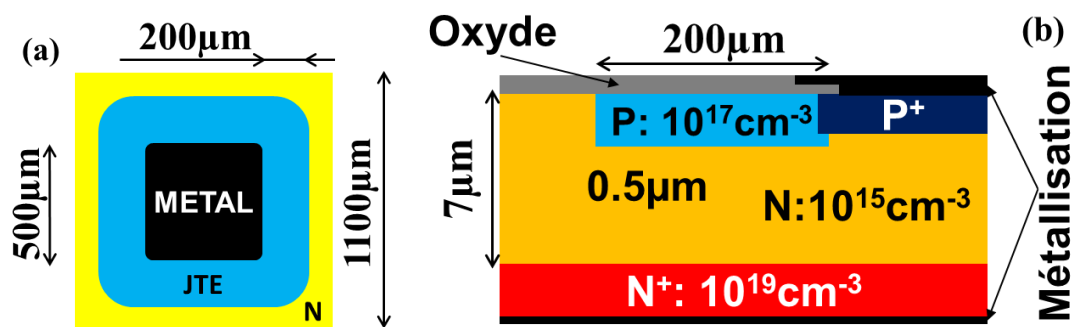


Figure 3.1 : (a) Vue de dessus de la diode étudiée, (b) Vue en coupe partielle de la diode étudiée.

Le wafer comporte 80 champs élémentaires dont chacun contient deux diodes et plusieurs autres composants. La caractéristique I-V en direct et en inverse est mesurée pour ces diodes. La figure 3.2 montre quelques caractéristiques typiques. La tension de seuil mesurée est assez basse (de l'ordre de 0,8 V). Les diodes présentent des tenues en tension dispersées, qui atteignent jusqu'à 800 V.

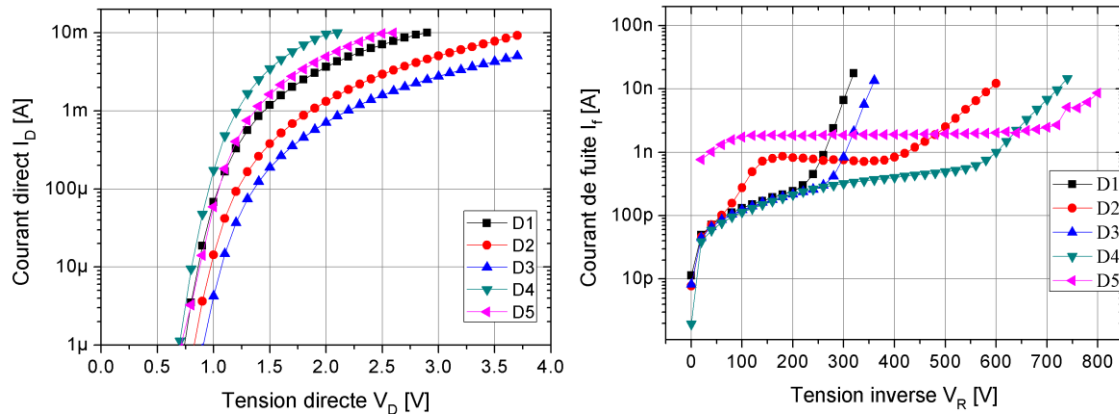


Figure 3.2 : Caractéristiques I-V directe (à gauche) et inverse (à droite) de quelques diodes du wafer.

Pour les mesures OBIC, le courant de fuite doit être assez faible pour ne pas masquer le courant OBIC. Une limite haute est fixée à environ 10 nA dans les conditions typiques d'utilisation du laser qui engendrent un courant OBIC de cet ordre avant la multiplication. La figure 3.3 montre une cartographie du wafer. Seules 10 diodes gardent un courant de fuite suffisamment faible pour des tensions proches de la tension de claquage prévue à 800 V. 24 diodes présentent une tenue en tension (choisie avec le critère de $I_f = 10$ nA) comprise entre 200 et 600 V : elles peuvent donc servir pour nos mesures préliminaires dans cette étude.

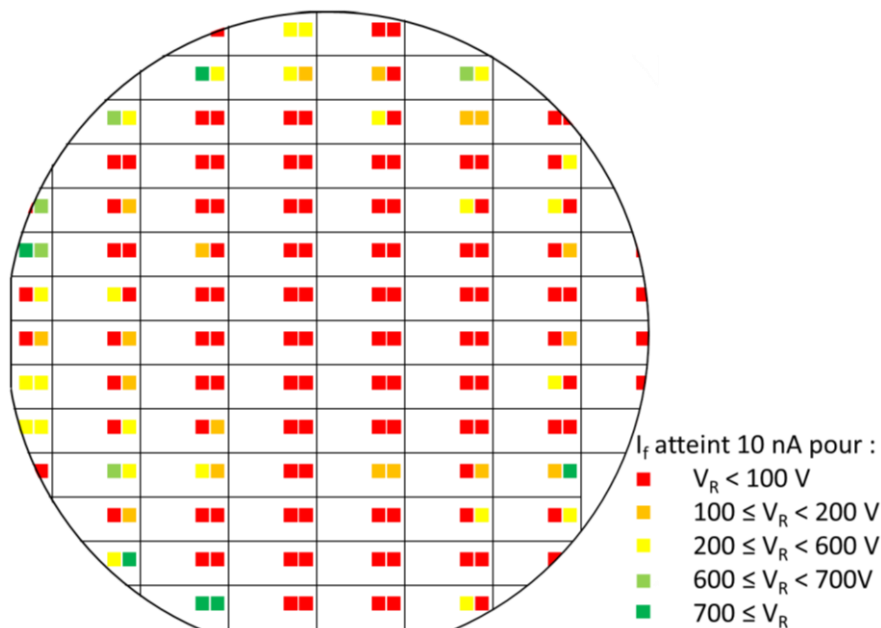


Figure 3.3 : Cartographie du wafer montrant les résultats de la caractéristique I-V en inverse de toutes les diodes du wafer.

1.2- Diodes d'avalanche

Ces diodes ont été conçues à l'institut Franco-Allemand de recherches de Saint-Louis (ISL). Elles ont déjà été étudiées par la technique OBIC en utilisant un laser UV continu de longueur d'onde de 333,6 nm [1]. Une couche P^+ de 2,2 μm d'épaisseur et une couche de transition P de 0,1 μm d'épaisseur ont été réalisées par épitaxie sur un substrat N^+ . Ce sont des diodes circulaires protégées en périphérie par une gravure MESA. Une couche de passivation a été déposée pour éviter le claquage dans l'air. La partie active présente un diamètre de 1 mm. L'échantillon étudié a une surface de $1 \times 1 \text{ cm}^2$ et il comporte 43 diodes. La figure 3.4 montre une vue en coupe de ces diodes ainsi que la vue générale de l'échantillon.

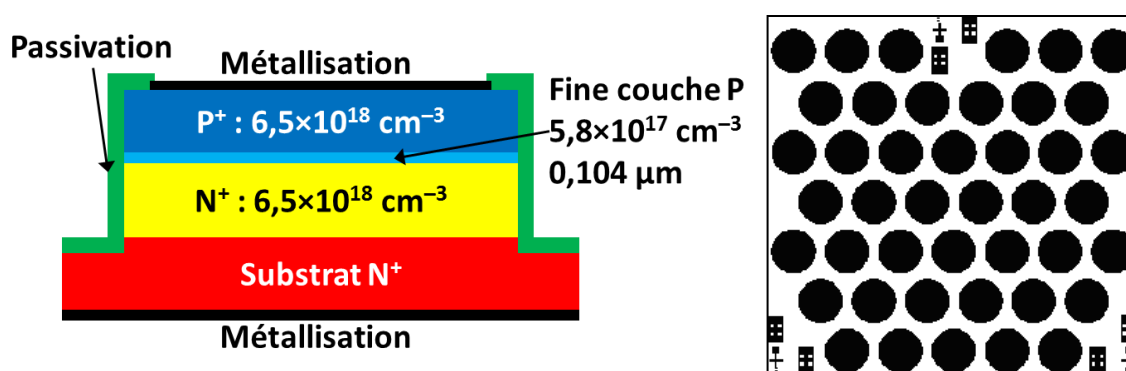


Figure 3.4 : Vue en coupe de la diode d'avalanche étudiée (à gauche), et vue générale de l'échantillon (à droite).

La caractéristique en direct montre une tension de seuil de l'ordre de 2,5 V pour la plupart des diodes. En inverse, la figure 3.5 montre une cartographie de toutes les diodes de l'échantillon : 7 diodes présentent un courant de fuite inférieur à 10 nA pour des tensions supérieures à 50 V (sachant que la tenue en tension de ces diodes est prévue à 59 V) et 4 diodes présentent une tenue en tension ($I_f < 10 \text{ nA}$) comprise entre 30 et 50 V. D'autres diodes ont une tenue en tension inférieure à 30 V ; elles ont été utilisées pour les mesures préliminaires.

La partie active de ces diodes étant presque complètement recouverte par le métal, la réalisation des mesures OBIC devient difficile car celui-ci n'est pas transparent vis-à-vis des longueurs d'onde utilisées. Des fenêtres optiques ont donc été percées au centre des métallisations anodiques de quelques diodes ayant une tenue en tension supérieure à 30 V. Ces fenêtres optiques, réalisées par la technique SIMS [2] ont une taille de $100 \times 100 \mu\text{m}^2$.

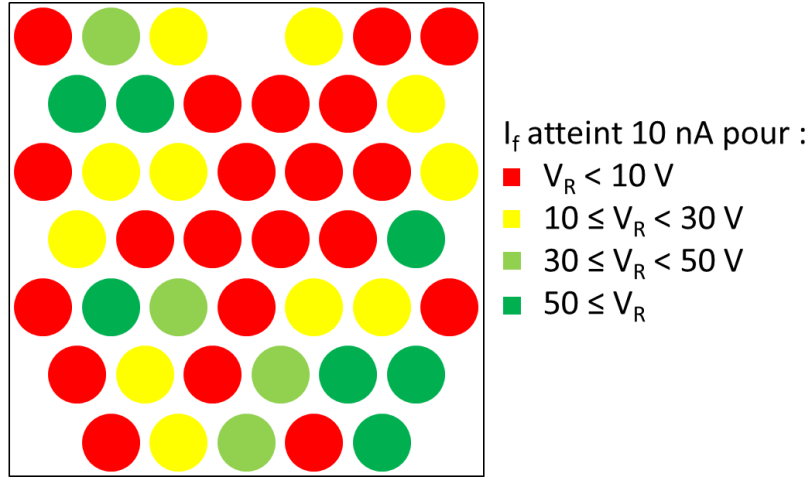


Figure 3.5 : Cartographie de l'échantillon montrant la tenue en tension des différents diodes.

2- Validation du phénomène de génération multi-photonique

Comme évoqué au chapitre 2, l'absorption des photons par un semi-conducteur dépend fortement de la longueur d'onde du faisceau optique et de la largeur de la bande interdite du semi-conducteur. Le semi-conducteur utilisé est le SiC-4H dont la bande interdite E_g est de 3,36 eV. Dans ce chapitre, on étudie les résultats OBIC obtenus avec le laser vert ayant une longueur d'onde de 532 nm, soit une énergie photonique E_ϕ de 2,33 eV. Puisque E_ϕ est largement inférieure à E_g , la génération des porteurs, si elle a lieu, est bi-photonique.

Après avoir résolu le problème de destruction des diodes causée par le faisceau laser, on a abouti à des premières mesures OBIC (figure 3.6). L'existence d'un signal OBIC signifie qu'il se produit une génération des porteurs par faisceau optique ; mais il faut déterminer s'il s'agit d'une génération bi-photonique ou d'une génération mono-photonique assistée par des niveaux permis dans la bande interdite (défauts électroniquement actifs). Si on est dans le cas d'une absorption bi-photonique, le taux de génération $u(z)$ doit obéir à l'équation 3.1 obtenue à partir de l'équation 2.3 du chapitre 2.

$$u(z) = -\frac{1}{2} \frac{d\phi}{dz} = \frac{1}{2} \beta \phi^2 \quad \text{Eq. 3.1}$$

où β et ϕ sont respectivement le coefficient d'absorption bi-photonique et le flux optique à une profondeur z dans la matière. Dans le cas d'une absorption bi-photonique, le courant photo-généré varie linéairement avec le carré du flux optique.

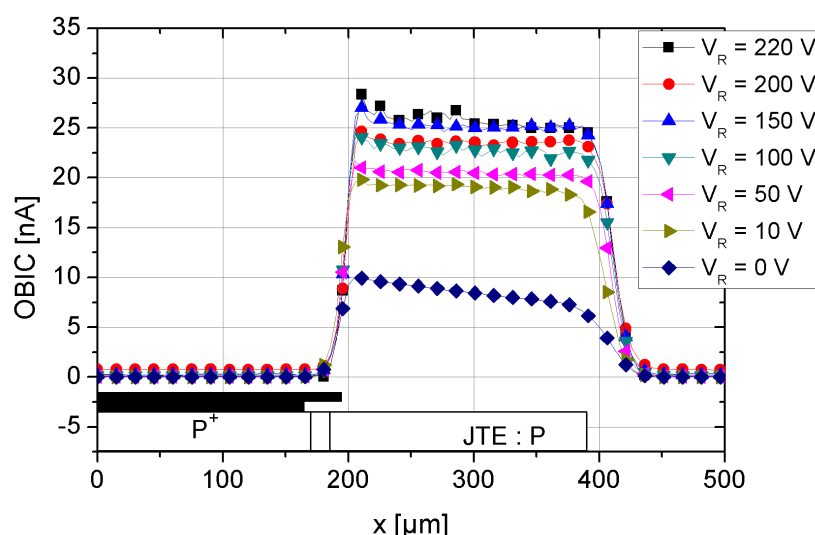


Figure 3.6 : Courant OBIC en fonction de la position du faisceau optique et de la tension inverse comprise entre 0 et 220V.

La figure 3.7 montre la variation du courant OBIC en fonction de l'intensité du faisceau optique sous faible polarisation en inverse, lorsque le laser éclaire la JTE d'une diode $P^+/N/N^+$ et lorsqu'on éclaire avec le faisceau laser dans la fenêtre optique une diode d'avalanche. On peut voir sur cette figure que lorsque l'intensité optique est multipliée par 10, le courant OBIC est multiplié par 10^2 environ. Ceci valide le phénomène de génération bi-photonique [3]. En effet, on montre dans l'annexe A que dans le cas d'une génération bi-photonique, le courant OBIC est une fonction quadratique de la densité de puissance optique.

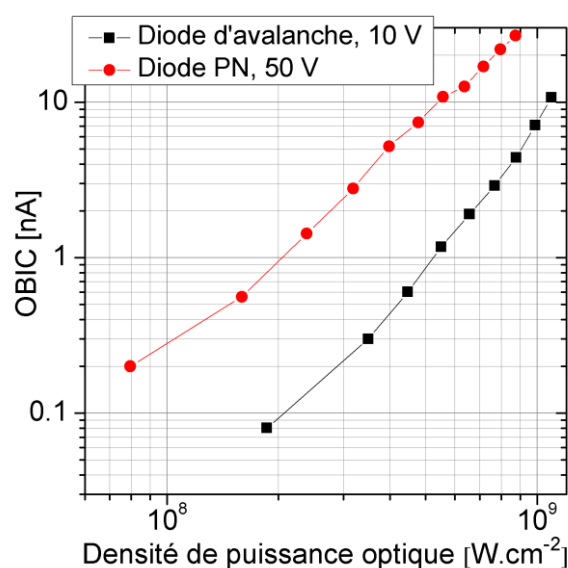


Figure 3.7 : Variation du signal OBIC en fonction de la densité de puissance lumineuse sous une faible polarisation inverse.

3- Imagerie 2D du champ électrique dans les diodes SiC-4H

La polarisation en inverse des diodes conduit à l'extension de la zone de charge d'espace où règne un champ électrique non nul. Les dimensions et les dopages de différentes régions de la diode sont des paramètres clés pour prévoir la tension de claquage. Cependant, la jonction n'étant pas infinie, le dimensionnement de la protection en périphérie est un paramètre permettant, ou non, l'obtention de tensions de claquage très proches de la tenue en tension théorique. Pour cela, l'étude de l'efficacité d'une protection périphérique devient une étape incontournable. Il est alors intéressant d'étudier l'effet du dimensionnement de la jonction (y compris la protection périphérique) et d'étudier l'impact des défauts structuraux (soit à la jonction elle-même ou bien au niveau de la protection en périphérie).

3.1- Simulations OBIC visualisant le champ électrique

Pour étudier l'aptitude d'un composant électronique à semi-conducteur à bloquer la tension, il est nécessaire d'étudier la distribution du champ électrique dans cette structure. Un mauvais dimensionnement se traduit alors par un champ électrique distribué de façon non uniforme sur la jonction, et des pics de champs seront alors observés. De même, la présence d'un défaut chargé conduit à une déviation des lignes de champ autour de ce défaut, entraînant ainsi une variation locale du champ électrique. Nous avons déjà montré au chapitre 2 que la méthode OBIC permet de visualiser une image du champ électrique. Pour valider cette idée, des simulations OBIC de type éléments finis sont réalisées avec le logiciel SENTAURUS TCAD. Un faisceau optique balaie la surface d'une diode polarisée en inverse. C'est une diode munie d'une protection JTE et la simulation de la caractéristique inverse I-V de la structure montre une tenue en tension de l'ordre de 830 V (figure 3.8). On n'a pas optimisé la dose de la JTE : cela permet l'obtention des pics de champ et par suite un courant OBIC non homogène. Dans cette simulation, la plaque de champ n'est pas prise en compte pour permettre au faisceau optique d'aborder la zone de recouvrement de la JTE et la zone fortement dopée. Les paramètres optiques sont ajustables : pour se mettre dans les conditions proches de l'expérience, on a fixé la longueur d'onde incidente à 349 nm, la puissance à 1 mW et le diamètre du faisceau optique à 10 μm [4].

La figure 3.9 montre les variations du signal OBIC simulé en fonction de la position du faisceau pour des tensions inverses allant de 0 jusqu'à 800 V. Les simulations

montrent un fort courant OBIC lorsqu'on éclaire la JTE et la zone de recouvrement de la JTE et de l'émetteur. Celui-ci est nul lorsque le faisceau tombe sur le métal (zone réfléchissante) et à l'extrémité de la diode, là où le champ électrique est supposé être nul. On remarque encore que le courant OBIC n'évolue pas beaucoup pour des tensions faibles ($V_R < 600$ V). Pour des tensions plus élevées, le courant OBIC subit une forte variation en fonction de la tension inverse ($V_R > 600$ V). La comparaison de résultats obtenus avec la distribution du champ électrique dans la diode à une tension donnée (figure 3.10) montre que l'OBIC varie en fonction du champ électrique et par suite la méthode OBIC peut être utilisée pour visualiser une image du champ électrique dans les composants de puissance.

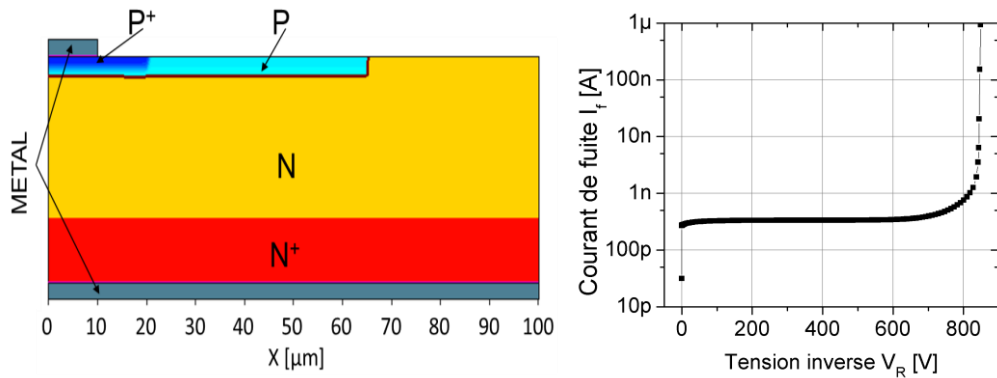


Figure 3.8 : Structure de la diode simulée (à gauche) et sa caractéristique inverse I-V simulée (à droite).

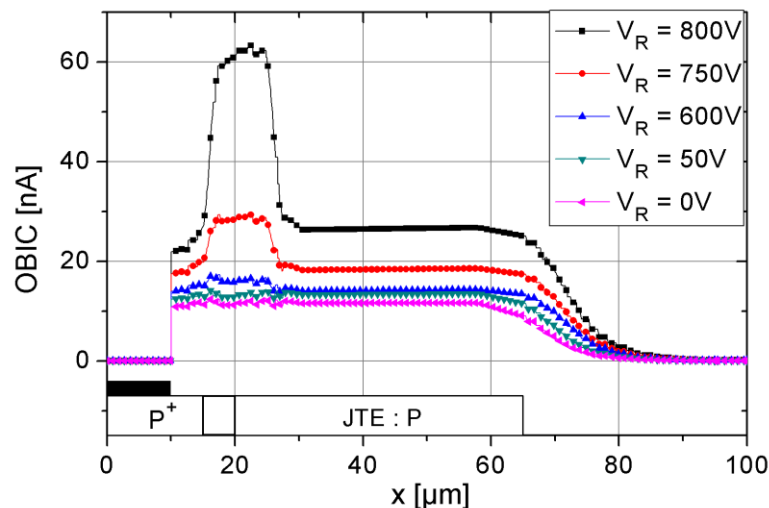


Figure 3.9 : Simulations OBIC en fonction de la position du faisceau optique et de la tension inverse appliquée.

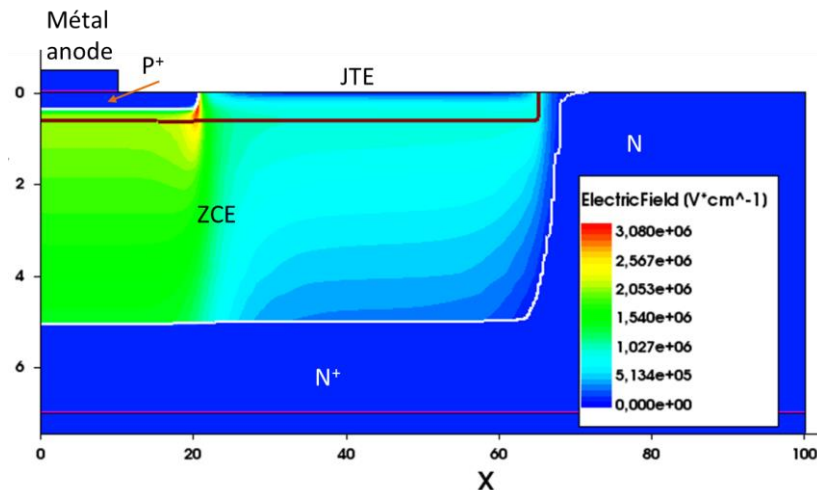


Figure 3.10 : Distribution du champ électrique dans la diode à 800 V.

3.2- Etude de la distribution du champ électrique dans les diodes

$P^+/N/N^+$

Pour réaliser les mesures, on a choisi deux diodes différentes : la première présente un courant de fuite inférieur à 10 nA pour une tension inverse de 800 V (diode D5 de la figure 3.2), et la deuxième présente un courant de fuite assez élevé pour une tension de 300 V (Diode D1 de la même figure). Il s'agit de balayer la surface de la diode qui est polarisée en inverse avec le faisceau optique. Le courant OBIC varie alors en fonction de la position du faisceau et de la tension de polarisation inverse de la diode.

3.2.1- Cartographie OBIC 2D basée sur la génération mono-photonique

La figure 3.11 montre une cartographie OBIC 2D de la diode D5 à 100 V. On peut voir sur cette cartographie les différentes parties de la diode. Le courant OBIC est nul lorsqu'on éclaire la métallisation et sur les zones situées à l'extérieur de la zone de charge d'espace. L'OBIC devient important lorsqu'on éclaire la JTE là où il existe un fort champ électrique. On peut également identifier l'ombre de la pointe sur cette cartographie.

Cette mesure (figure 3.11) semble être très concluante ; néanmoins, une contrainte importante empêche la réalisation de telles cartographies sur toute la diode : il faut attendre 15 heures de mesures pour couvrir tout le composant avec une résolution de 10 μm pour une polarisation donnée. Cela veut dire que la diode sera polarisée pendant 15 heures pour chaque cartographie (si l'on veut varier la tension de polarisation), soit 150 heures de polarisation en inverse pour réaliser 10 cartographies sous différentes tensions inverses. Cela peut conduire au vieillissement du composant et, par suite, les mesures réalisées risquent de ne pas être reproductibles. La solution est alors de réaliser tout

d'abord une cartographie à basse résolution (avec un pas de 50 μm) sur toute la diode, (celle-ci dure environ 40 minutes) et ensuite de réaliser des cartographies avec une meilleure résolution sur des parties choisies de la diode. La figure 3.12 montre une vue de dessus de la diode étudiée ainsi que la zone balayée par le laser. On a choisi cette partie de la diode car l'analyse du courant OBIC dans cette partie est suffisante pour étudier l'efficacité de la protection. Cela permet de voir si la largeur et la dose de la JTE sont convenables ou non, et en même temps, on peut étudier l'effet de la courbure et si le rayon de courbure est suffisant ou non. Des cartographies sont alors réalisées sur le quart de la diode D5 (figure 3.13) pour des tensions de polarisation variant de 0 jusqu'à 800 V [5].

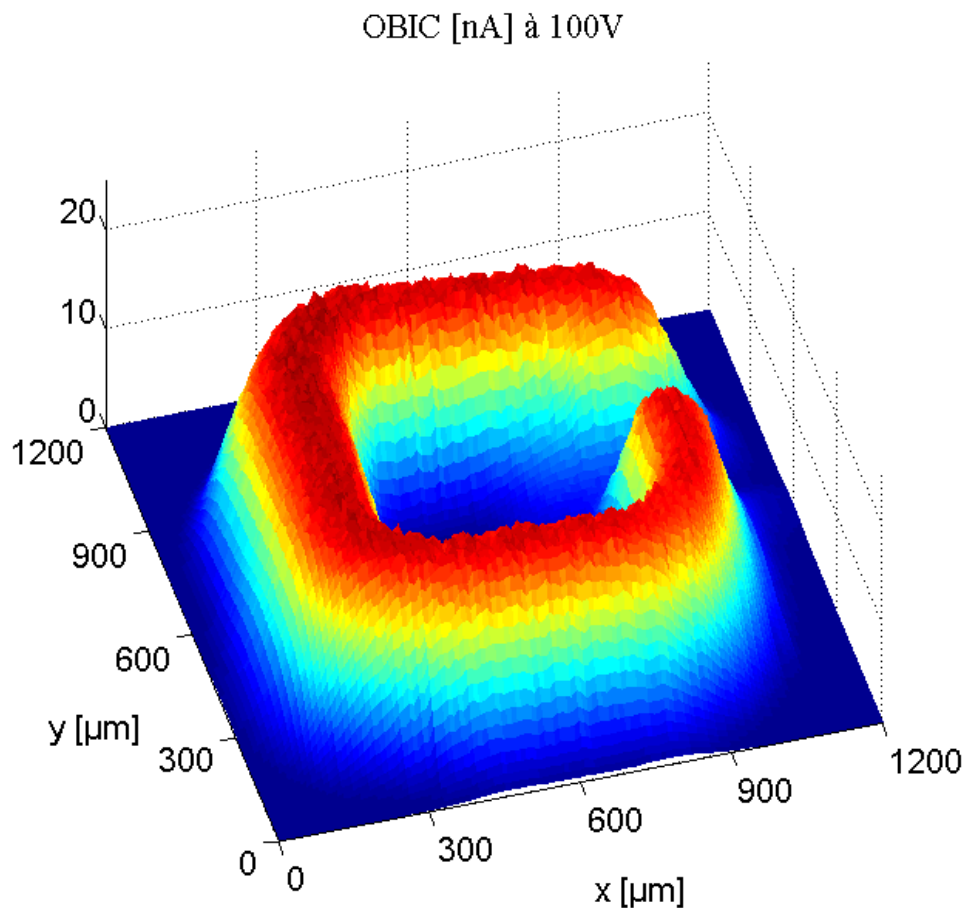


Figure 3.11 : Cartographie OBIC 2D de la diode D5, $\Delta x = \Delta y = 10 \mu\text{m}$.

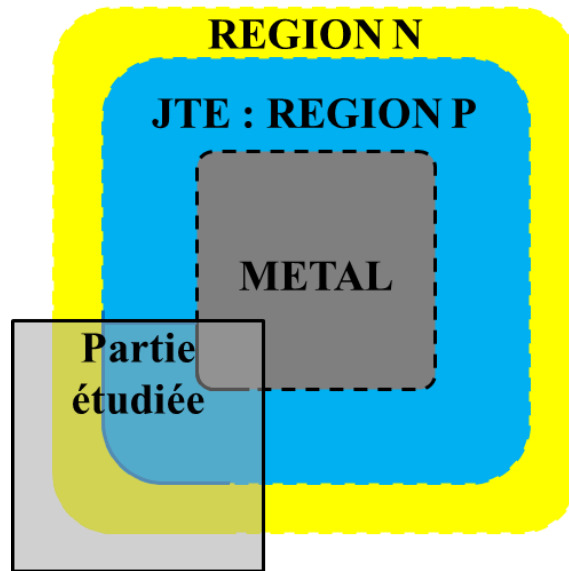


Figure 3.12 : Schéma montrant une vue de dessus des diodes $P^+/N/N^+$ étudiées ainsi que la région balayée avec le faisceau laser.

La figure 3.13 montre que le courant OBIC est nul lorsqu'on éclaire le métal : surface supposée fortement réfléchissante. Il l'est également lorsque le laser illumine le bord de la diode, où l'on prévoit l'absence de tout champ électrique. Le courant OBIC est observé seulement lorsqu'on éclaire la JTE, là où règne un fort champ électrique. Ce courant OBIC reste presque constant lorsqu'on éclaire les différents points de la JTE, surtout à la courbure de la diode pour des tensions allant de 0 jusqu'à 800 V. Or, le courant OBIC étant une image du champ électrique, on peut alors dire qu'il y a une distribution uniforme du champ électrique dans la JTE. Cela implique que la densité des défauts est très faible et que le rayon de courbure est convenable, et enfin que la JTE est bien dosée. Un autre point est intéressant : le courant OBIC n'évolue pas fortement avec la tension pour de faibles tensions inverses, mais il augmente de façon significative lorsqu'on s'approche de la tension de claquage. Cette augmentation du courant avec la tension est prévue puisque l'on suppose que le phénomène de multiplication n'a lieu que sous fort champ électrique [5].

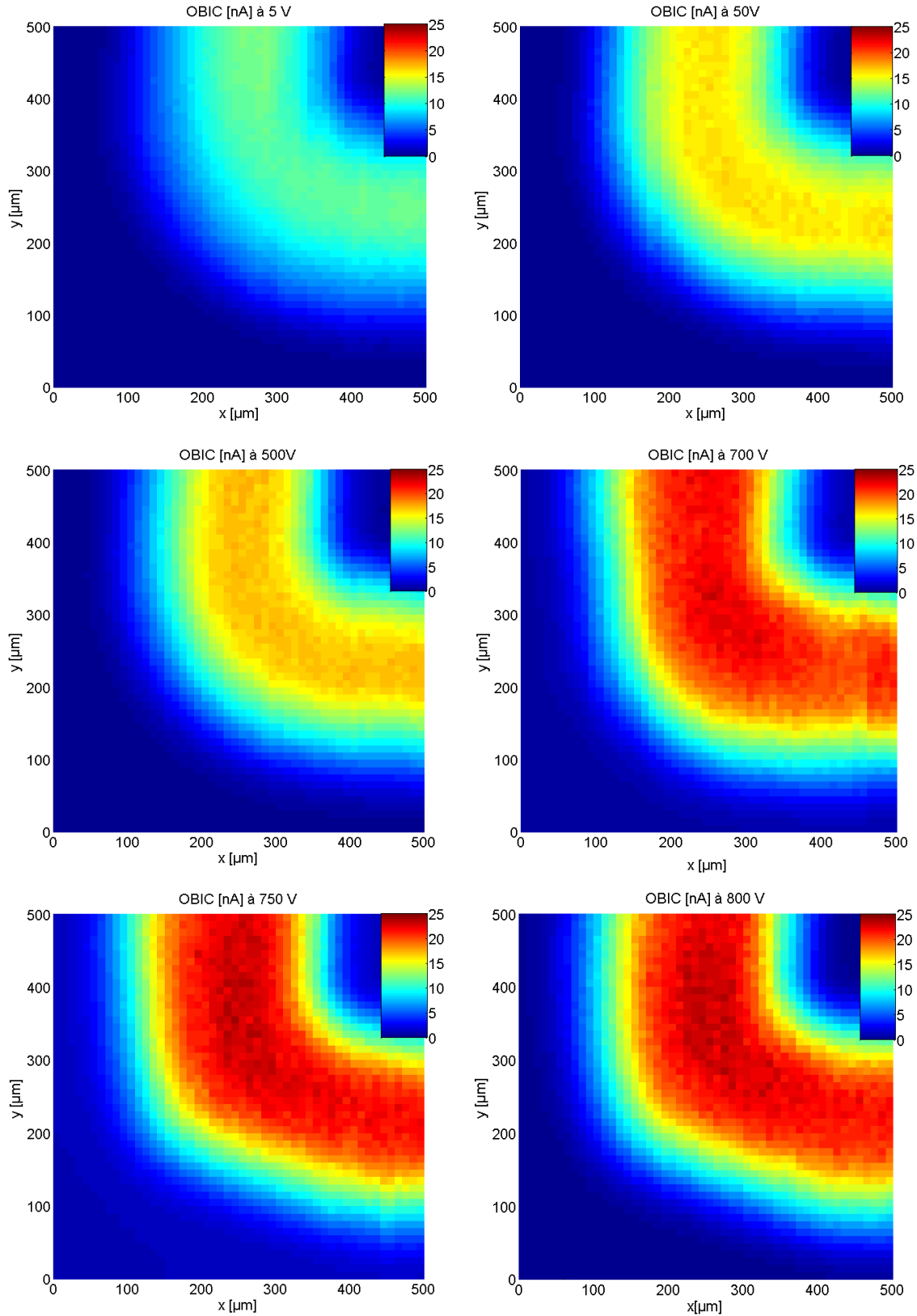


Figure 3.13 : Cartographie OBIC 2D d'une partie de la diode D5 pour plusieurs tensions de polarisation inverse (5, 50, 500, 700, 750 et 800 V). $\Delta x = \Delta y = 10 \mu\text{m}$.

On a aussi étudié le courant OBIC sur une diode présentant un courant de fuite élevé (diode D1 de la figure 3.2). Une cartographie OBIC 2D sous une tension relativement

faible (50 V) a été réalisée, dans le but de déterminer si l'on pouvait détecter une anomalie par la technique OBIC. La figure 3.14 montre la cartographie OBIC de cette diode comparée à celle de la diode D5 dans les mêmes conditions expérimentales. Le courant OBIC est beaucoup plus élevé pour la diode D1, et il n'est pas homogène sur toute la JTE [5]. Cela peut s'expliquer par un défaut local détecté à la courbure de la diode (une zone critique dans la structure des composants). En effet, un défaut s'exprime par une variation locale des caractéristiques électriques de la matière, et par suite une déviation ou resserrement des lignes de champ. Cela se traduit par une variation locale du courant OBIC lorsqu'on éclaire le défaut avec le faisceau laser. Ce défaut peut être situé soit dans la JTE, soit dans la couche d'épitaxie. La méthode OBIC permet de détecter le défaut sans qu'on puisse cependant déterminer ses dimensions (profondeur).

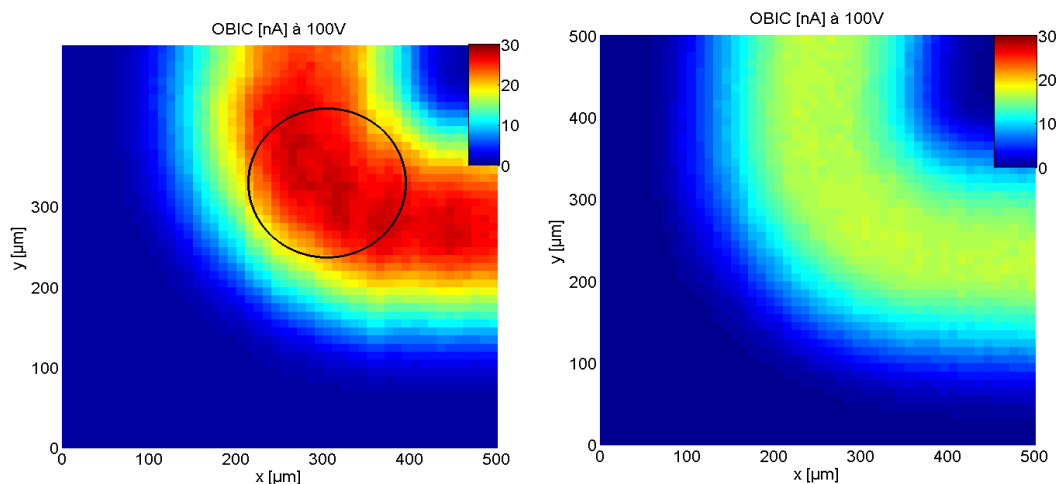


Figure 3.14 : Comparaison entre les mesures OBIC à 100 V de deux diodes D1 (à gauche) et D5 (à droite).

3.2.2- Cartographie OBIC 2D basée sur la génération bi-photonique

La figure 3.15 montre une vue de dessus de la diode étudiée, ainsi que la partie concernée par les mesures OBIC. C'est presque la même partie étudiée avec le laser UV avec seulement un petit décalage par rapport à la série de mesures précédente : il est presque impossible de reprendre les mêmes coordonnées. La cartographie couvre alors la JTE et la courbure pour analyser les mesures et pour pouvoir confronter les résultats obtenus avec les deux bancs expérimentaux.

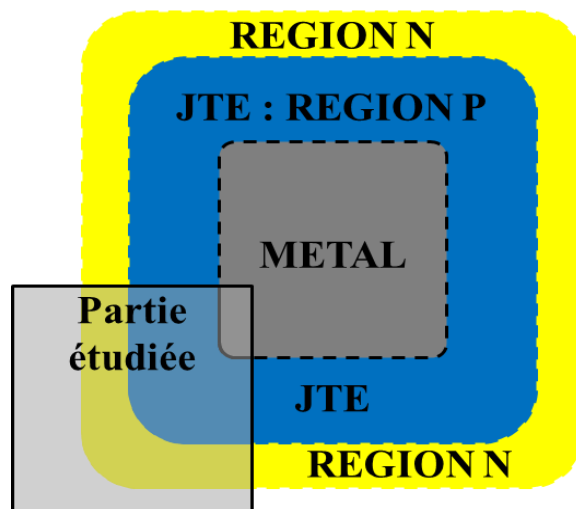


Figure 3.15 : Vue de dessus de la diode P+/N/N+ étudiée avec la partie balayée par le laser.

La figure 3.16 montre les mesures OBIC 2D appliquées à la diode D5 pour des tensions inverses variant entre 0 et 800 V. A 0 V, le courant OBIC décroît lorsque le faisceau optique balaie la diode de la JTE vers son extrémité. Cela est dû au fait que la zone de charge d'espace n'est pas étendue sur toute la JTE et que le champ électrique est très faible. A partir de 45 V, la zone de charge d'espace couvre toute la zone N faiblement dopée, et le profil du champ électrique devient trapézoïdal. Au-delà de cette tension, la zone de charge d'espace ne s'étend pas trop : c'est le champ électrique qui évolue dans la zone de charge d'espace sans que cette dernière ne s'étende de façon significative. Pour des tensions variant entre 50 et 700 V, le courant OBIC est presque constant lorsqu'on éclaire la JTE. Le signal OBIC est nul ailleurs. On constate, mais avec la génération bi-photonique cette fois-ci, que le champ électrique est presque uniforme sur toute la JTE : cette dernière est efficace et le rayon de courbure au coin de la diode est bien réalisé de façon à ne pas avoir de pic de champ à ce point de la diode. D'autre part, le courant OBIC n'évolue pas significativement en fonction de la tension pour une position fixée de la JTE. Cela signifie que la multiplication électronique est négligeable pour une tension inférieure à 700 V. Pour une tension de 750 V, le signal OBIC est presque constant dans la JTE, puis il augmente brusquement à la limite JTE/METAL. Cette augmentation signifie que le champ électrique devient plus important en ce point, et que la multiplication a eu lieu. Ceci indique en outre que l'on atteint les limites de la tension de claquage de la diode. Cette action apparaît clairement à 800V, où un très fort courant OBIC (environ 10 μ A) est relevé tout autour de la métallisation [6].

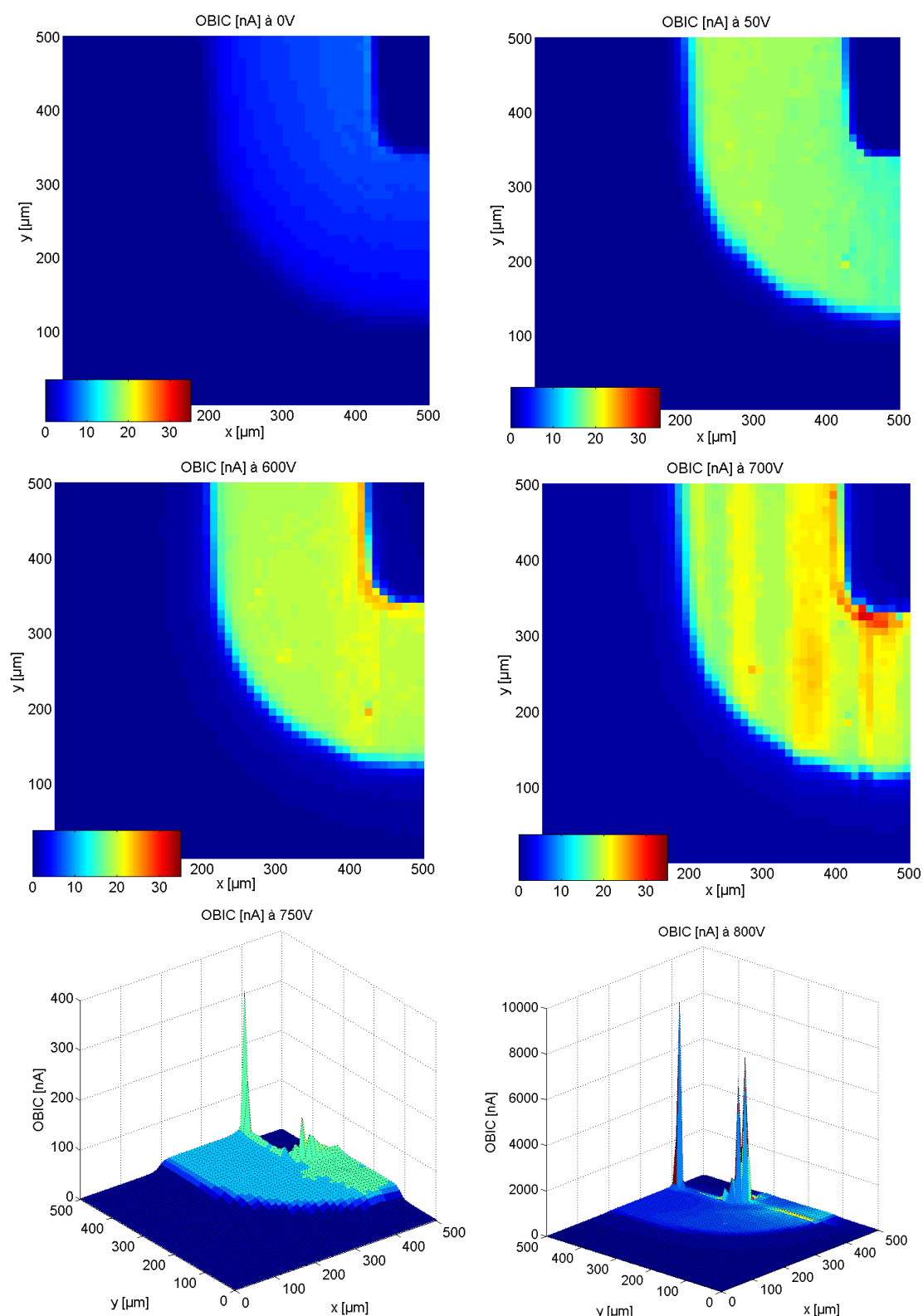


Figure 3.16 : Cartographies OBIC 2D sur une partie de la diode D5 pour plusieurs tensions inverse ($\Delta x = \Delta y = 10 \mu\text{m}$). A 750 et 800 V, une présentation 3D permet de mieux visualiser le courant OBIC.

Nous avons repris la diode D1 (dont la tenue en tension est de 300 V). Des cartographies OBIC 2D sont réalisées pour des tensions de polarisation en inverse

relativement faibles. Pour cette diode, les mesures sous 50 et 100 V (figure 3.17) montrent de façon reproductible un point sur la courbure de la JTE au niveau duquel le courant OBIC est beaucoup plus élevé qu'à son voisinage. Cela signifie qu'en ce point, un fort champ électrique est détecté : la structure n'est pas homogène et un défaut est localisé en ce point. La protection périphérique qui a pour but d'améliorer la distribution du champ électrique et aussi la tenue en tension de la diode est fortement influencée par les caractéristiques de la courbure de la JTE. Un tel défaut peut fortement affecter la tenue en tension de la diode. Les mesures ainsi réalisées montrent que la méthode OBIC présente une imagerie du champ électrique proche de la jonction. Un défaut dans la structure se traduit par une variation du courant OBIC au point de défaut [6].

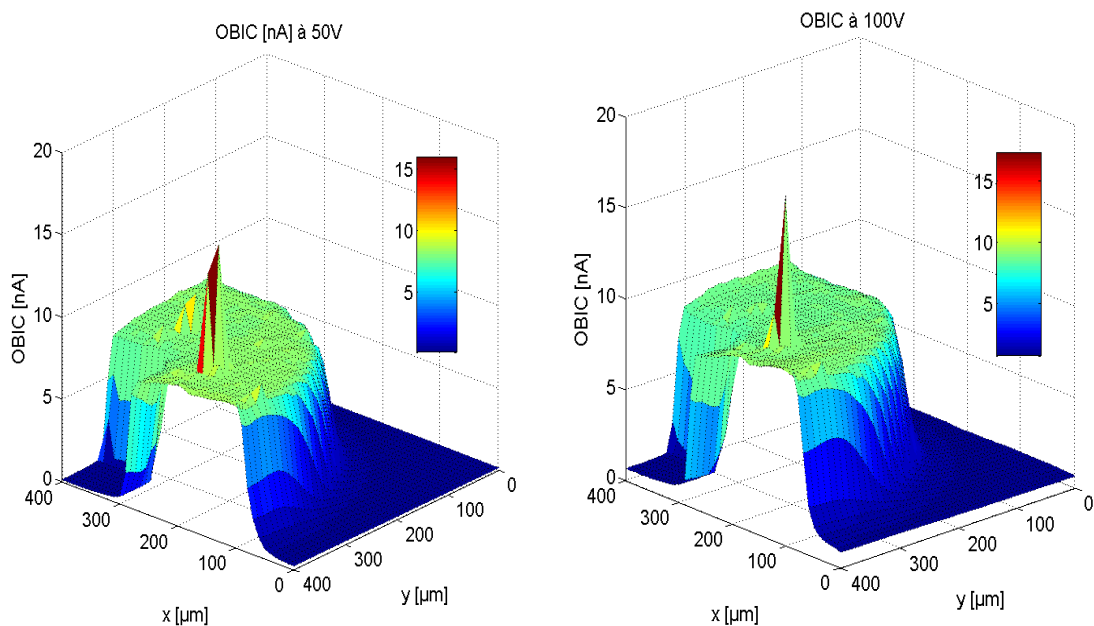


Figure 3.17 : Cartographies OBIC 2D d'une partie de la diode D1 à 50 et 100 V ($\Delta x = \Delta y = 10 \mu\text{m}$).

Ainsi, la méthode OBIC a servi pour l'étude de l'efficacité de la protection JTE appliquée à une diode bipolaire. De plus, cette technique constitue une analyse non destructive des défauts : c'est un avantage intéressant pour le contrôle non destructif. La localisation des défauts est réalisée. Cependant, la méthode ne donne pas beaucoup d'informations concernant la nature du défaut, sa profondeur et son extension dans la structure de la diode.

3.3- Etude de la distribution du champ électrique dans les diodes d'avalanche

3.3.1- Cartographie 2D basée sur la génération mono-photonique

Après avoir tracé la caractéristique inverse I-V de ces diodes, on retient celles qui présentent un faible courant de fuite pour être soumises aux mesures OBIC. La figure 3.18 montre une cartographie OBIC 2D sur une diode d'avalanche présentant un faible courant de fuite et munie d'une fenêtre optique. La diode est sous faible polarisation inverse (10 V). Un courant OBIC élevé est mesuré lorsqu'on éclaire dans la fenêtre optique. C'est la zone active de la jonction, où le champ électrique est maximal. Lorsque le laser illumine le bord de la diode, un signal OBIC moins fort est mesuré. Aucun signal OBIC n'est mesuré ailleurs.

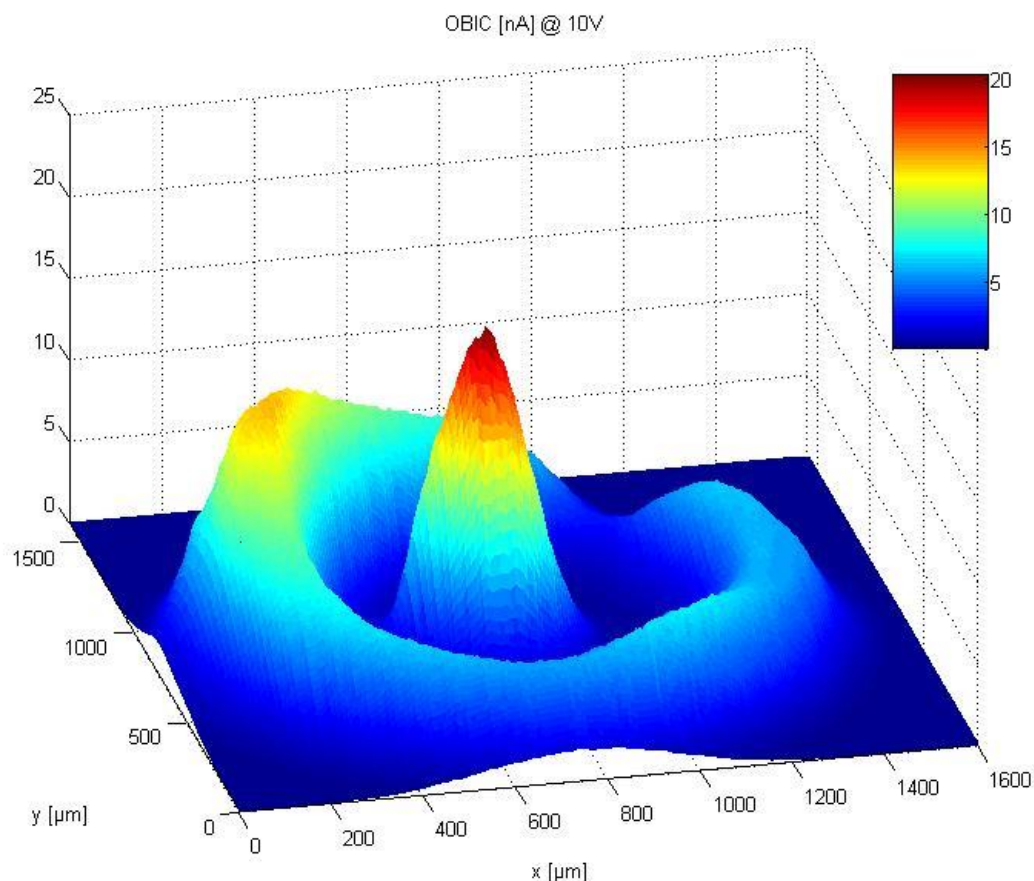


Figure 3.18 : Cartographie OBIC 2D d'une diode d'avalanche soumise sous une tension de 10 V. $\Delta x = \Delta y = 10 \mu\text{m}$.

Pour la même raison de contrainte de temps et afin d'éviter le vieillissement prématuré des diodes, il a été décidé de mettre en œuvre les mesures 2D sur une partie de

la diode sous test. La figure 3.19 montre une vue de dessus de la diode étudiée ainsi que la partie balayée avec le faisceau laser. Le courant OBIC est étudié au niveau de la fenêtre optique, une partie de la métallisation et une partie du bord de la diode.

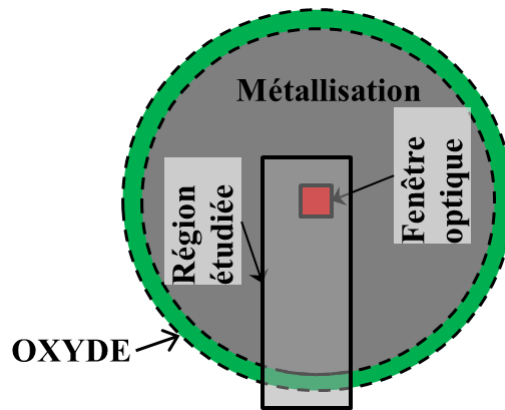


Figure 3.19 : Vue de dessus de la diode d'avalanche étudiée, ainsi que la partie balayée avec le laser.

La figure 3.20 montre les cartographies OBIC 2D sur la partie étudiée de la diode, pour des tensions allant de 0 à 50 V [5]. Le courant OBIC mesuré est concentré dans la fenêtre optique, un faible courant OBIC est mesuré au bord de la diode et aucun signal n'est mesuré ni au niveau de la métallisation, ni au niveau du substrat.

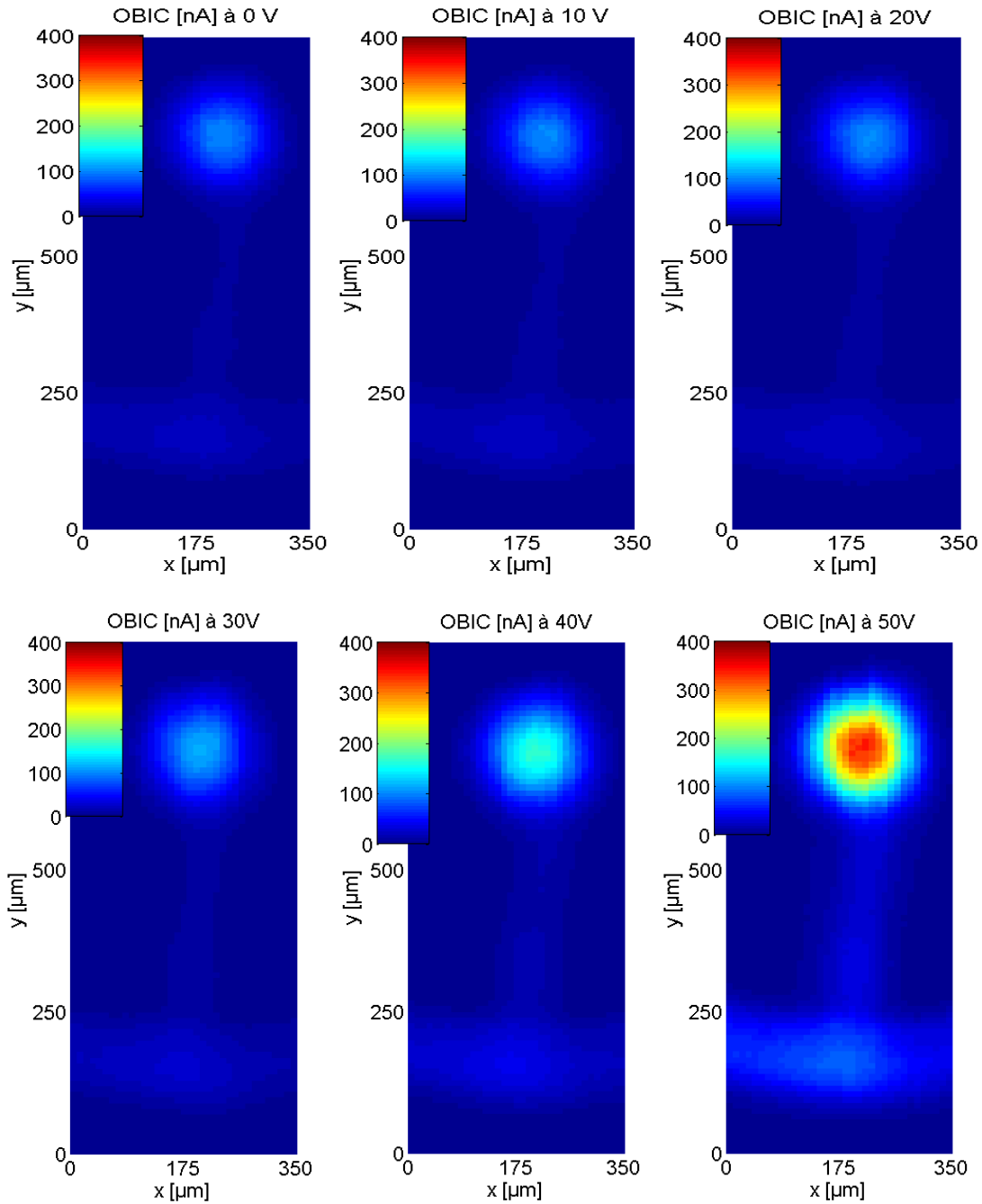


Figure 3.20 : Cartographies OBIC 2D sur une partie d'une diode d'avalanche pour différentes tensions de polarisation en inverse (0 à 50 V avec un pas de 10 V), $\Delta x = \Delta y = 10 \mu\text{m}$.

3.3.2- Cartographie 2D basée sur la génération bi-photonique

La figure 3.21 montre une vue de dessus de la diode d'avalanche ainsi que la partie balayée avec le faisceau laser. La partie balayée couvre la fenêtre optique, une partie du bord de la diode et une partie de la métallisation.

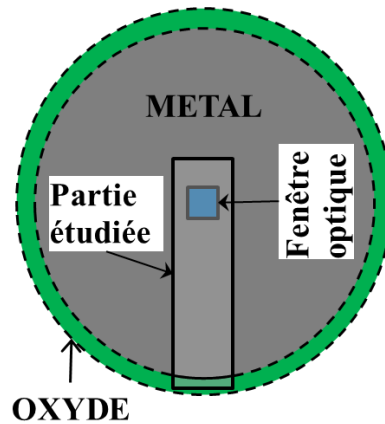


Figure 3.21 : Vue de dessus de la diode d'avalanche mentionnant la partie étudiée par l'OBIC.

Les mesures OBIC sont réalisées pour des tensions inverses allant de 0 à 55 V (figure 3.22) [6]. De même que dans le cas d'un faisceau UV, le courant OBIC n'est mesuré que lorsque le faisceau optique illumine la fenêtre optique et un faible signal OBIC est mesuré lorsque le laser éclaire le contour de la métallisation. Au niveau de la métallisation, le courant OBIC est nul. Cela signifie que le champ électrique est concentré dans la zone active de la diode et il est plus faible au bord de la diode. Ceci indique que la protection réalisée est bien adaptée pour fonctionnement satisfaisant de la diode. Le courant OBIC dans la fenêtre OBIC ne varie pas de façon importante pour des tensions inférieures à 50 V ce qui signifie que la multiplication est négligeable pour ces tensions. Au-delà de 50 V, l'OBIC augmente significativement et la multiplication devient importante.

On peut observer également un faible courant OBIC sur une ligne droite discontinue reliant la fenêtre optique au contour de la diode. Il s'agit d'une ancienne rayure causée par le laser vert pendant la phase des mesures préliminaires, mais qui n'ayant pas conduit à la destruction de la diode. La métallisation à cette ligne devient très fine et même transparente au faisceau laser. Par la suite, un courant OBIC est mesuré.

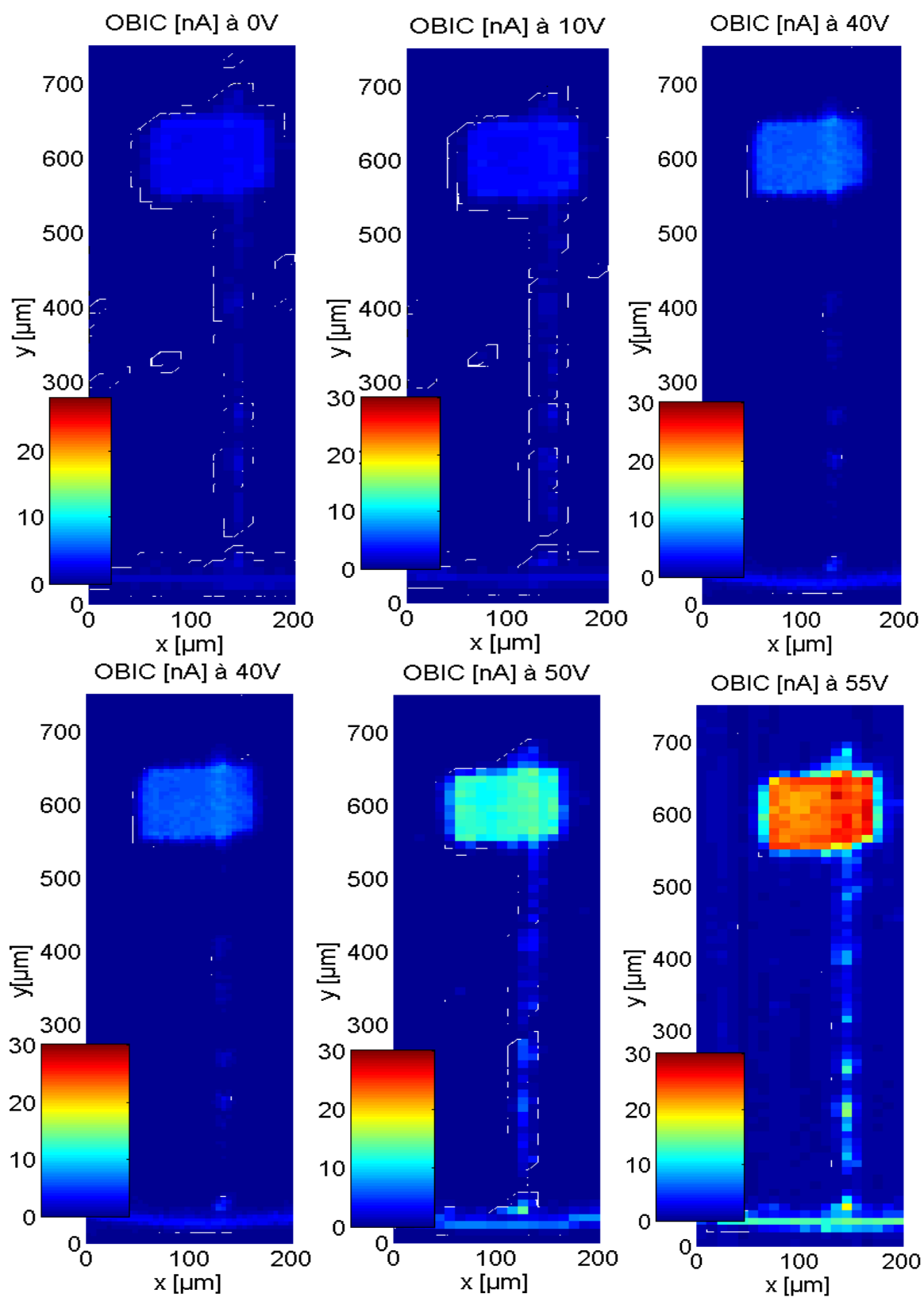


Figure 3.22 : Cartographies OBIC 2D d'une diode d'avalanche sous plusieurs tensions inverses, $\Delta x = \Delta y = 10 \mu\text{m}$.

3.4- Comparaison des résultats obtenus par les deux bancs expérimentaux

L'utilisation de la méthode OBIC est efficace pour montrer une image du champ électrique. C'est une analyse non destructive qui permet de préciser si une protection périphérique donnée est efficace ou non. Elle sert également à détecter les défauts présents dans la jonction.

La comparaison entre le laser UV et le laser vert au niveau des résultats obtenus montre que le faisceau vert est mieux adapté à ces mesures et que la résolution est meilleure avec le laser vert qu'avec le laser UV. Cela est dû au fait que l'absorption du faisceau UV ne dépend pas de sa densité de puissance contrairement au faisceau vert, pour lequel l'absorption n'aura lieu que dans un petit diamètre tout autour de l'axe de la lentille de focalisation, où la densité de puissance est maximale. Par exemple, les mesures OBIC sur les diodes d'avalanche montrent clairement les fenêtres optiques carrées lorsqu'on utilise le laser vert alors qu'elles apparaissent arrondies avec le laser UV (figure 3.20 et 3.22).

4- Détermination de la durée de vie des porteurs minoritaires

Comme déjà vu au chapitre 2, la méthode OBIC permet de déterminer la durée de vie des porteurs minoritaires aux bords de la zone de charge d'espace. Dans le cas des diodes $P^+/N/N^+$, la jonction est supposée être verticale aux bords de la JTE. Le déplacement des porteurs est toujours perpendiculaire à la jonction. Alors, les porteurs vont se propager dans la direction orthogonale à l'axe « c » de croissance de la couche d'épitaxie (figure 3.23). Lorsque le laser illumine ce point (le bord de la JTE), les porteurs minoritaires sont les trous. On peut alors calculer la durée de vie des trous pour cette structure des diodes par la méthode OBIC. On peut écrire l'équation 2.36 sous la forme suivante :

$$\ln(J(x)) = \ln u - \frac{x}{L_{dn,p}} \quad \text{Eq. 3.2}$$

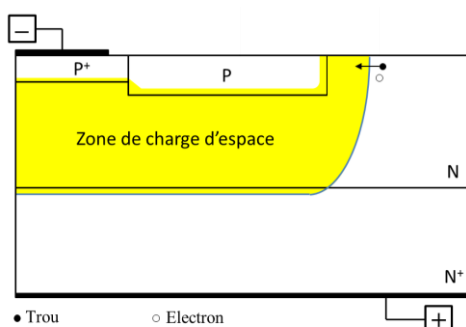


Figure 3.23 : Déplacement horizontal des porteurs aux bords de la JTE.

4.1- Résultats obtenus avec le laser UV

La figure 3.24 montre la variation du logarithme népérien du courant OBIC en fonction de la position du faisceau optique au bord de la JTE pour plusieurs valeurs de la tension inverse. Au bord de la JTE, la pente correspond à l'inverse de la longueur de diffusion des trous. Selon les différents résultats, cette pente varie entre $0,036 \mu\text{m}^{-1}$ et $0,0418 \mu\text{m}^{-1}$ (en rejetant la mesure à 0 V, pour laquelle la zone de charge d'espace ne couvre pas obligatoirement toute la JTE). Si l'on prend la valeur moyenne (soit $0,0383 \mu\text{m}^{-1}$), on trouve une longueur de diffusion des trous L_{dp} de $26 \mu\text{m}$. Pour le calcul de la durée de vie des trous dans le SiC-4H, on se réfère alors à l'équation 2.38 en prenant une valeur de $115 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ comme mobilité. La valeur trouvée de la durée de vie des trous est alors de 2270 ns , soit $2,3 \mu\text{s}$.

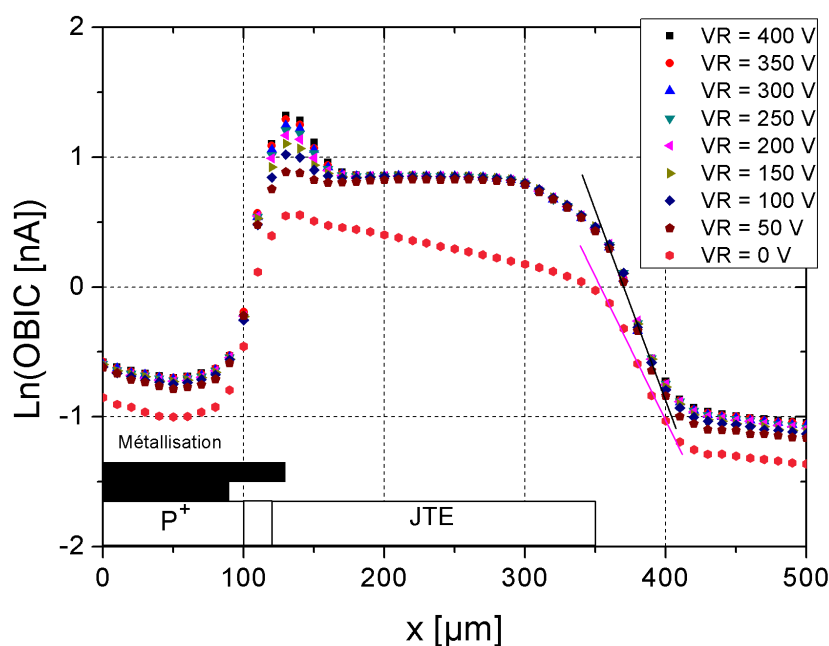


Figure 3.24 : Variation du logarithme népérien du courant OBIC mesuré en nA en fonction de la position du faisceau optique.

4.2- Résultats obtenus avec le laser vert

La figure 3.24 montre les variations du logarithme népérien du courant OBIC obtenu avec le laser vert en fonction de la position du faisceau optique au bord de la JTE, pour des tensions de polarisation inverse allant de 0 à 700 V. Au bord de la JTE, la pente des courbes correspond à l'inverse de la longueur de diffusion des trous. Selon la figure 3.16, la pente varie entre 0,0784 à 0 V et 0,067 à 700 V (mais elle est presque constante pour les tensions entre 100 et 700 V). Si l'on rejette la mesure obtenue à 0 V et que l'on garde les autres mesures, la valeur moyenne de la pente ainsi trouvée est de $0,06787 \mu\text{m}^{-1}$. D'où une valeur de la longueur de diffusion des trous de $14,73 \mu\text{m}$. La durée de vie des trous est alors extraite à partir de l'équation 2.38, en prenant la mobilité égale à $115 \text{ cm.V}^{-1}\text{s}^{-1}$. La valeur trouvée de la durée de vie des trous τ_p est alors de 730 ns. Cette valeur est comparable avec les résultats d'Ivanov (680 ns à 300 K) publiés en 1999 [7].

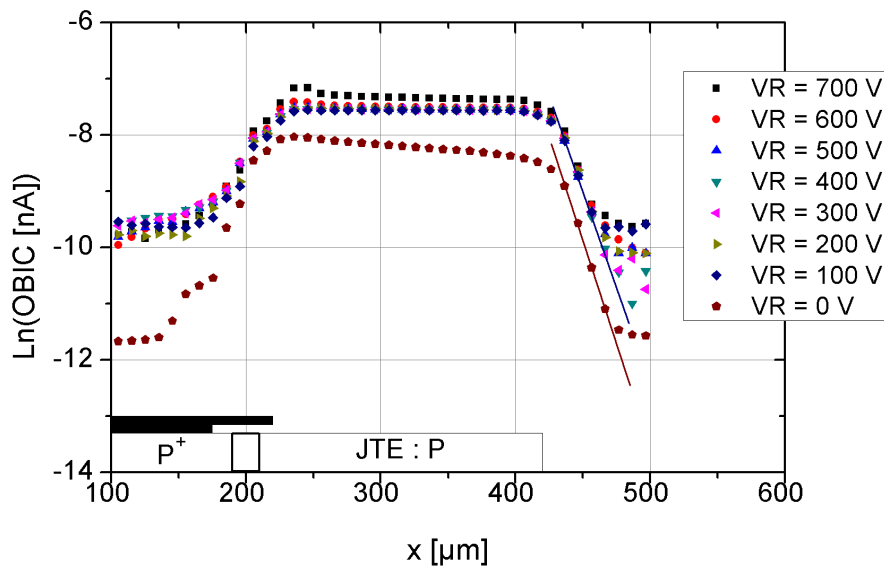


Figure 3.24 : Variations du logarithme népérien du courant OBIC en fonction de la position du faisceau optique pour plusieurs tensions de polarisations en inverse.

L'écart que l'on remarque dans les mesures utilisant un laser UV peut être dû au diamètre du faisceau UV qui est beaucoup plus large que le faisceau vert. Cela rend la mesure moins précise, surtout pour la détermination de la longueur de diffusion des porteurs, où la distance à mesurer est de l'ordre du diamètre du faisceau.

5- Autres mesures OBIC

5.1- Mesure transitoire du courant OBIC

La source laser utilisée est un laser pulsé : des impulsions éclairent l'échantillon pendant de très courtes durées (sinon l'échantillon n'est pas éclairé). On peut donc prévoir d'obtenir un courant en forme d'impulsions synchronisées avec les impulsions laser. En utilisant le laser vert, on n'est jamais arrivé à mesurer des photo-courants OBIC impulsionnels dans les diodes, et ce même en amplifiant le courant de sortie avec un montage Darlington. Ce n'est pas le cas en utilisant le laser UV. La diode sous test (DUT), une résistance de 10 k Ω et la source de tension sont montées en série. La tension aux bornes de la résistance est amplifiée 10 fois et la sortie de l'amplificateur est connectée à l'entrée de l'oscilloscope pour visualiser l'allure du courant transitoire OBIC qui traverse la diode. Le montage utilisé est détaillé à la figure 3.25. Pour ces mesures, on a utilisé les diodes P⁺/N/N⁺ déjà étudiées dans les autres parties de ce chapitre. Et on a focalisé le faisceau laser pour qu'il éclaire la JTE.

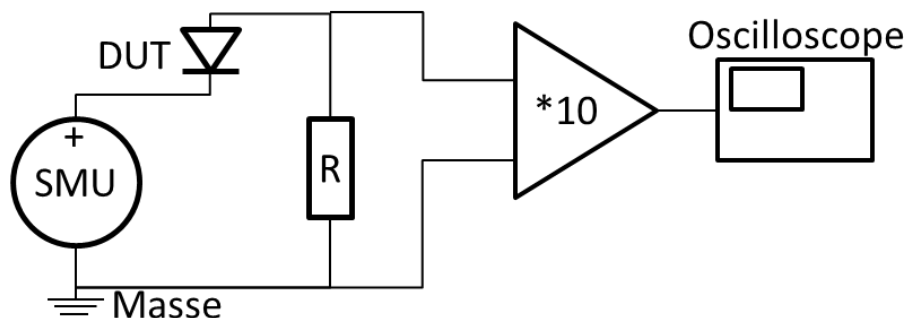


Figure 3.25 : Schéma du circuit électrique utilisé pour visualiser l'allure du courant OBIC dans le circuit.

Cette technique n'a tout d'abord pas fonctionné, la source du dysfonctionnement de cette mesure n'a pas été comprise ; des courants moyens de l'ordre de 100 nA sont mesurés mais aucun signal n'est détecté avec l'oscilloscope. Ensuite, on a réduit la fréquence de répétition du laser (la fréquence de répétition f_s du laser était initialement de 1 kHz) : en baissant f_s , on est arrivé à mesurer un signal transitoire, même lorsque le courant moyen mesuré par la SMU est de l'ordre de 10 nA pour $f_s \leq 100$ Hz.

La figure 3.26 montre la tension induite transitoire amplifiée mesurée au niveau de la résistance de 10 k Ω pour une tension inverse V_R de 50 V et une fréquence f_s de 30 Hz. Cette courbe n'est qu'une image du courant qui traverse le circuit puisqu'elle est obtenue

aux bornes d'une résistance. La figure 3.26 montre une augmentation brusque du courant OBIC à l'instant de l'application du laser, suivie d'une décroissance exponentielle du courant OBIC. Compte tenu de la fréquence de répétition de 30 Hz, de la tension maximale mesurée de 80,8 V, de la constante de temps mesurée $\tau = 1,3 \mu s$, et de l'amplification du signal, la valeur moyenne de la tension aux bornes de la résistance est donnée par l'équation 3.3.

$$\langle V_{10k\Omega} \rangle = \frac{1}{10} f_s V_{max} \tau = \frac{30 \times 80,8 \times 1,3 \times 10^{-6}}{10} = 0,315 mV \quad \text{Eq. 3.3}$$

La valeur moyenne du courant est alors calculée ; elle est de 31,5 nA. Cette valeur est en accord avec la valeur affichée par la SMU qui indique un courant moyen de 30 nA.

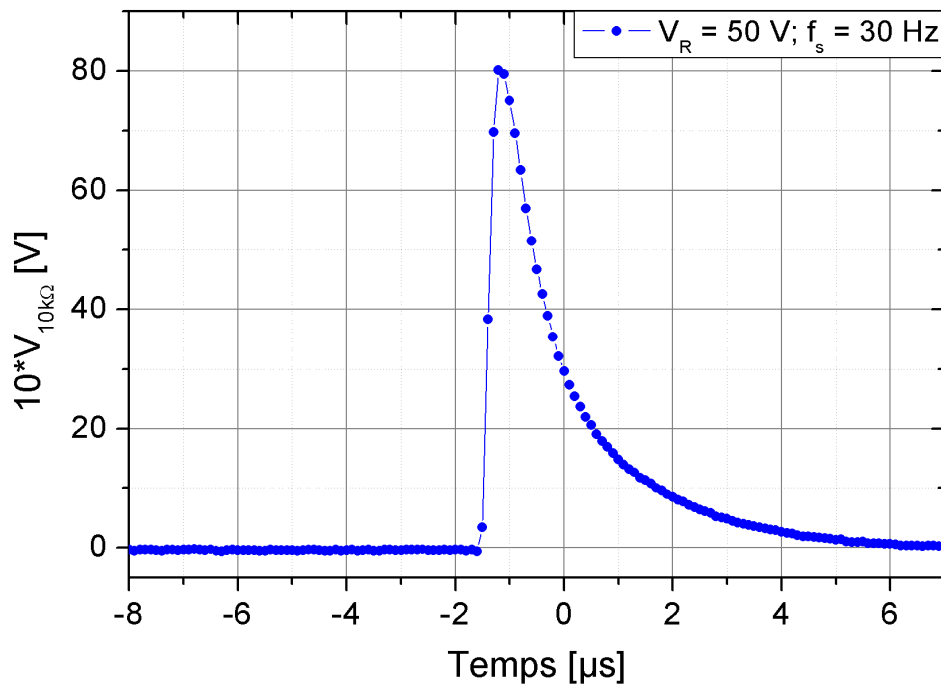


Figure 3.26 : Tension transitoire mesurée au niveau de la résistance de 10 kΩ lors de l'application du faisceau laser.

Le tableau 3.1 regroupe les valeurs mesurées de la tension maximale aux bornes de la résistance, la constante de temps mesurée et le courant moyen donné par la SMU, en fonction de la tension inverse V_R appliquée à la diode pour une fréquence f_s de 100 Hz. La valeur moyenne du courant dans le circuit est calculée et elle est en accord avec la valeur donnée par la SMU. Pour l'instant, on n'a pas pu exploiter ces mesures mais, on a remarqué que la capacité de jonction diminue lorsque la tension inverse augmente. Il est prévu qu'on puisse coordonner ces mesures avec des simulations SENTAURUS TCAD, dans le but d'extraire la durée de vie des porteurs « electro-optique » dans le SiC-4H.

V_R [V]	I_{SMU} [nA]	$V_{10k\Omega-max}$ [mV]	τ [μs]	$\langle i_{10k\Omega} \rangle$ [nA]
0	5,3	253	1,8	4,554
1	5,8	310	1,704	5,282
2	6,2	391	1,608	6,287
5	7,1	535	1,368	7,319
10	7,9	721	1,22	8,786
20	10	1058	1	10,58

Tableau 3.1 : Variation des différents paramètres en fonction de la tension inverse.

5.2- Mesure OBIC sur une diode coupée

Pour étudier l'extension de la zone de charge d'espace en fonction de la tension inverse appliquée sur une diode, nous avons utilisé une diode JBS verticale fabriquée par SemiSouth dont la tenue en tension est de 1200 V (la référence de cette diode est SDA05S120). La diode est coupée verticalement avec une scie diamantée tout en conservant les contacts électriques d'origine. Ensuite, nous avons procédé à un polissage avec une pâte diamantée dont la taille des grains est de 1 μm . La diode est retournée et est fixée dans une résine acrylique Varikleer Varidur Buehler, de sorte que la surface de l'échantillon soit horizontale. La figure 3.27 montre un schéma en coupe de cette diode, ainsi qu'une vue générale du composant dans son bloc de résine.

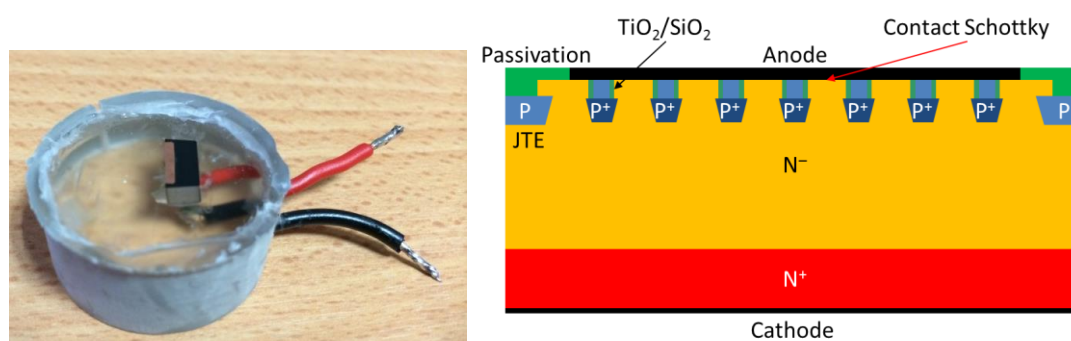


Figure 3.27 : Echantillon de test à gauche, et vue en coupe de la diode à droite (cette face est tournée vers le haut dans la figure de gauche).

Une fois l'échantillon préparé, nous avons réalisé des mesures OBIC 2D en balayant avec le faisceau laser les différentes parties de la diode polarisée sous basse tension inverse (5V). Le faisceau laser est dans ce cas parallèle à la jonction. La figure 3.28 montre la variation du courant OBIC en fonction du point d'incidence du faisceau optique. On peut voir sur cette figure qu'il apparaît un courant OBIC mesuré lorsqu'on éclaire la zone de charge d'espace, alors qu'aucun courant OBIC n'est mesuré ailleurs.

On peut voir également que le plan de jonction n'est pas tout à fait parallèle aux axes des moteurs, mais cela n'empêche pas la mesure.

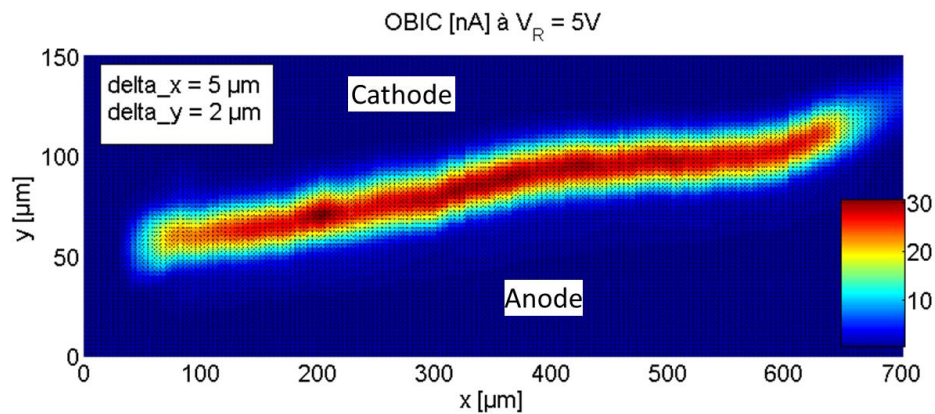


Figure 3.28 : OBIC-2D pour la diode coupée et ayant la jonction parallèle au faisceau laser.

La figure 3.29 montre une cartographie OBIC 1D sur cette diode pour plusieurs tensions inverses appliquées. Cette figure montre que la zone de charge d'espace s'étend essentiellement dans la région la moins dopée comme il est prévu théoriquement. Le diamètre du faisceau laser étant plus large que la ZCE, ceci est à l'origine du déplacement du pic du courant qu'on voit sur la figure 3.29. En effet, dès qu'il commence à sortir de la ZCE, le courant OBIC commence à diminuer.

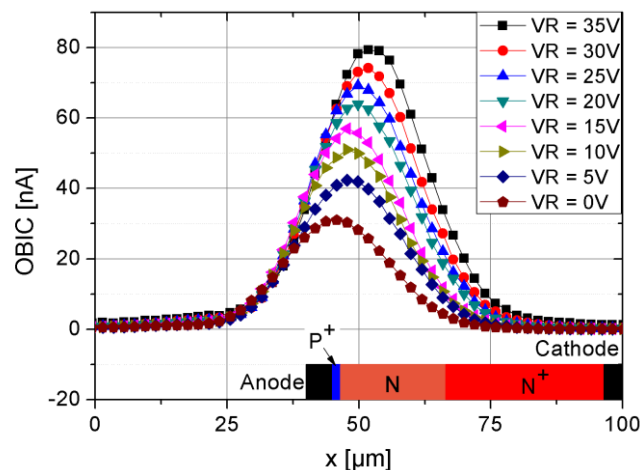


Figure 3.29 : Variation du courant OBIC en fonction de la position du faisceau laser et de la tension.

6- Conclusion

La mise en place de nouveaux bancs expérimentaux OBIC a été réalisée pendant cette thèse. L'adaptation du banc OBIC vert est réalisée malgré les difficultés rencontrées au premier abord. Des destructions des échantillons ont été engendrées lors du passage du

faisceau laser. La mise en route du banc UV était beaucoup moins difficile. Nous avons profité du système optique et automatique utilisé pour le banc vert.

Dans ce chapitre, les diodes de test utilisées sont présentées. Nous avons présenté le phénomène d'absorption bi-photonique en utilisant le laser vert, dont l'énergie photonique est largement inférieure à la bande d'énergie interdite du SiC-4H. La méthode OBIC est utilisée pour visualiser le champ électrique dans les diodes bipolaires en SiC-4H. Les résultats montrent que la protection JTE est bien efficace pour une diode qui tient jusqu'à 800 V. Pour les diodes basse tension (59 V) protégées par une MESA, celle-ci semble être efficace pour assurer un claquage en volume et non pas en périphérie. Enfin, la technique OBIC se présente comme une méthode de contrôle non destructif très efficace pour la détection des défauts.

Avec la méthode OBIC, la durée de vie des porteurs minoritaires est calculée en analysant la décroissance du courant induit en périphérie de la jonction. La comparaison des résultats obtenus avec les deux longueurs d'onde est réalisée : l'OBIC basée sur la génération bi-photonique est mieux adaptée pour les mesures de la durée de vie et pour l'imagerie du champ électrique.

D'autres mesures OBIC complètent ces résultats. En utilisant le laser UV, nous avons mesuré le courant OBIC transitoire obtenu entre deux impulsions laser ; cette mesure est impossible avec le banc OBIC vert. Ce sont des résultats préliminaires : un fort courant de pic est mesuré (proche de 1 mA), et une décroissance exponentielle est observée. Il est prévu que l'on puisse extraire la durée de vie des porteurs à partir de ces mesures. Nous avons de plus réalisé des mesures OBIC sur une tranche de diode. Celles-ci montrent l'extension de la zone de charge d'espace en fonction de la tension inverse.

7- Bibliographie du chapitre 3

- [1] D. M. Nguyen, C. Raynaud, et al. « *OBIC measurements on avalanche diodes in 4H-SiC for the determination of impact ionization coefficients* ». Materials Science Forum, vol. 717, p.545, 2012.
- [2] M. Lazar, F. Jomard, D. M. Nguyen, et al. « *SIMS analyses applied to open an optical window in 4H-SiC devices for electro-optical measurements* ». Materials Science Forum, vol. 717, 885 (2012).

- [3] H. Hamad, C. Raynaud, et al. « *Optical beam induced current measurements based on two-photon absorption process in 4H-SiC bipolar diodes* ». Applied Physics Letter, vol. 104, p. 082102, 2014.
- [4] <http://www.synopsys.com/home.aspx>. « Sentaurus Device User Guide Version F-2011 ». [Accédé le 25-nov-2014].
- [5] H. Hamad, P. Bevilacqua, et al. « *Two-Dimensional Optical Beam Induced Current measurements in 4H-SiC bipolar diodes* ». 10th Conference on Ph. D. Research in Microelectronics and Electronics PRIME, (2014).
- [6] H. Hamad, P. Bevilacqua, et al. « *Imagerie 2D du champ électrique dans les diodes SiC-4H haute tension par la technique OBIC* ». SYMPOSIUM DE GENIE ELECTRIQUE SGE, (2014).
- [7] P. A. Ivanov, M. E. Levinshtein, et al. « *High hole lifetime (3.8 μ s) in 4H-SiC diodes with 5.5 kV blocking voltage* ». ELECTRONIC LETTERS, vol. 35 No. 16, p. 1382 (1999).

Chapitre 4 : Caractérisation OBIC et détermination des coefficients d'ionisation du SiC-4H

1- Extraction des coefficients d'ionisation du SiC-4H.....	90
1.1- Détermination expérimentale du coefficient de multiplication	90
1.1.1- Cas de l'OBIC bi-photonique.....	90
1.1.2- Cas de l'OBIC mono-photonique	91
1.2- Détermination des coefficients d'ionisation.....	92
1.3- Validation de la méthode	94
2- Étude des coefficients d'ionisation en fonction de la température	97
2.1- Préparation du banc expérimental	97
2.2- Mesures préliminaires.....	99
2.3- Détermination des coefficients d'ionisation en fonction de la température	100
3- OBIC sur d'autres semi-conducteurs à large bande interdite .	103
3.1- OBIC sur le nitrure de gallium	103
3.2- OBIC sur le diamant	105
4- Conclusion	106
5- Bibliographie du chapitre 4	107

Ce chapitre est dédié à l'étude des coefficients d'ionisation du SiC-4H. Les structures caractérisées sont celles des diodes d'avalanche étudiées au chapitre précédent. Dans un premier temps, nous avons utilisé les deux bancs expérimentaux. Puis, le banc expérimental UV a été utilisé plus spécifiquement pour étudier la variation des coefficients d'ionisation en fonction de la température. De plus, quelques mesures préliminaires ont été réalisées sur des diodes Schottky GaN de type N et sur des diodes Schottky diamant de type P.

1- Extraction des coefficients d'ionisation du SiC-4H

La méthode OBIC permet de déterminer les coefficients d'ionisation des semi-conducteurs. Le principe a été expliqué au chapitre 2. Les mesures OBIC permettent de déterminer la courbe de multiplication en fonction de la tension de la polarisation. Il faut ensuite adapter un modèle des coefficients d'ionisation. Pour ce faire, on fait varier les valeurs de différents paramètres des coefficients d'ionisation dans un programme de calcul numérique, et on les ajuste pour que la courbe de multiplication théorique « corresponde » à la courbe expérimentale. Dans ce travail, on a utilisé les diodes d'avalanche (étudiées au chapitre 3). Les mesures OBIC sont réalisées le long du diamètre des diodes pour des tensions de polarisation allant de 0 V jusqu'à la limite de la tenue en tension de la diode.

1.1- Détermination expérimentale du coefficient de multiplication

1.1.1- Cas de l'OBIC bi-photonique.

La figure 4.1 montre la variation du courant OBIC en fonction de la position de faisceau optique pour plusieurs valeurs de la tension inverse. Ensuite, nous avons étudié la variation du courant OBIC dans la fenêtre optique en fonction de la tension de polarisation inverse. Ce courant est presque constant pour les faibles valeurs de la tension inverse, et il augmente brusquement pour les fortes polarisations en inverse, pour lesquelles le champ électrique devient plus important. Le rapport du courant obtenu avec le courant à 1 V donne la courbe de multiplication en fonction de la tension (figure 4.2).

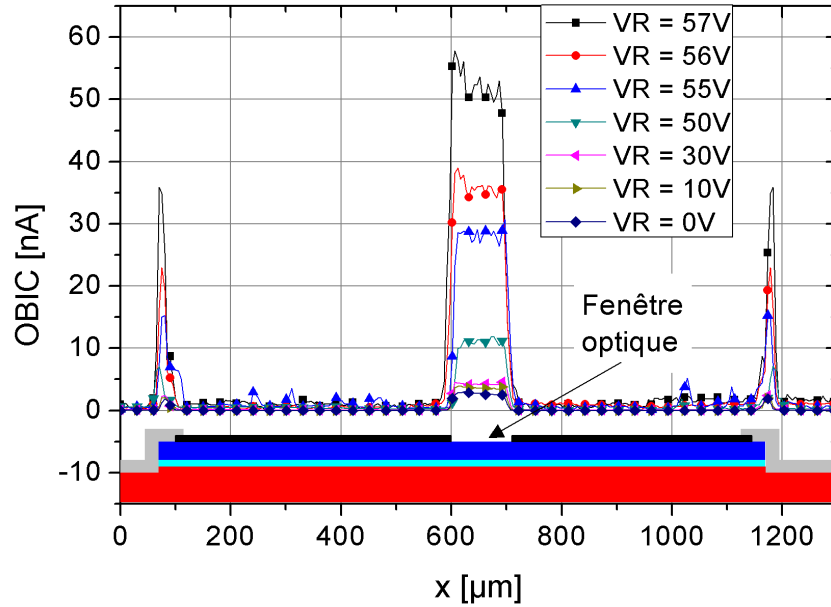


Figure 4.1 : Variation du courant OBIC en fonction de la position du faisceau pour plusieurs valeurs de la tension inverse (laser vert, 532 nm)

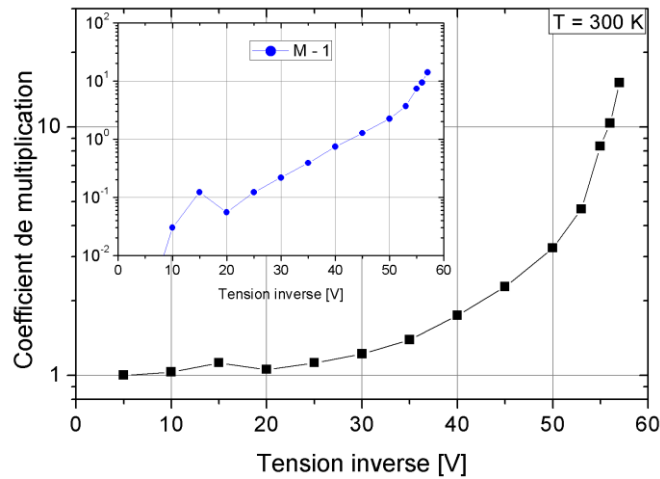


Figure 3.18 : Variation du coefficient de multiplication en fonction de la tension inverse (la courbe de $(M - 1)$ en fonction de la tension inverse est montrée dans le cadre intérieur).

1.1.2- Cas de l'OBIC mono-photonique

Le banc expérimental UV est utilisé pour déterminer les coefficients d'ionisation du SiC-4H. La figure 4.3a montre la variation du courant OBIC en fonction de la position du faisceau optique, pour plusieurs valeurs de la tension inverse [1]. Pour ces mesures, on s'intéresse au courant OBIC produit dans la fenêtre optique pour déterminer le coefficient de multiplication M en fonction de la tension de polarisation. La figure 4.3b montre le coefficient de multiplication dans la fenêtre optique en fonction de la tension de polarisation inverse.

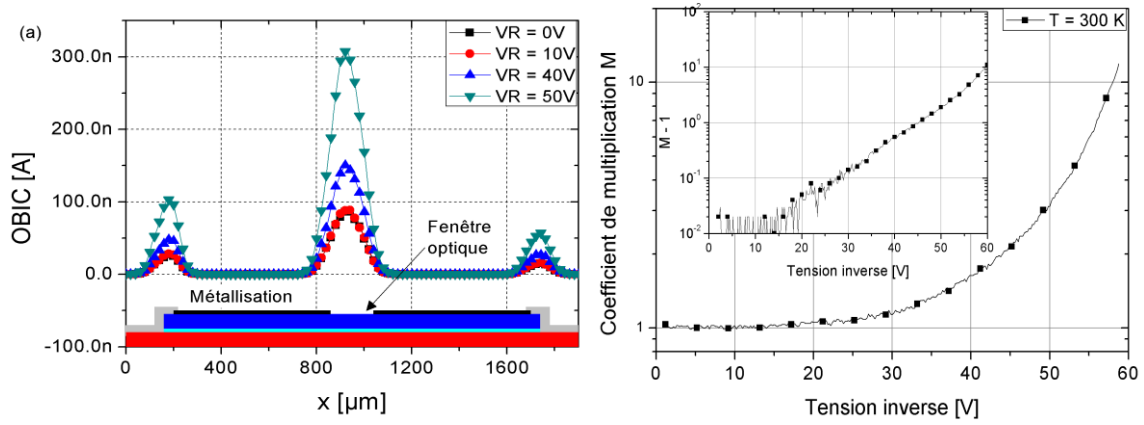


Figure 4.3 : (a) Courant OBIC en fonction de la position du faisceau optique pour plusieurs tensions inverses (0, 10, 40 et 50 V) ; (b) Variation du coefficient de multiplication en fonction de la tension inverse (Laser UV (349 nm)).

1.2- Détermination des coefficients d'ionisation

Une fois que la courbe de multiplication M en fonction de la tension inverse est obtenue (par génération mono ou bi-photonique), il est nécessaire d'ajuster les paramètres des coefficients d'ionisation pour que la courbe de multiplication « théorique » coïncide avec celle expérimentale. Pour cela, nous avons utilisé le modèle de Chynoweth [2] pour les coefficients d'ionisation présenté dans l'équation 4.1.

$$\alpha(E) = A \exp(-B/E) \quad \text{Eq. 4.1}$$

Pour que les deux courbes de M (par simulation et expérimentale) soient bien ajustées, nous avons défini une fonction d'erreur ΔM que l'on cherche à minimiser. Un programme de calcul numérique développé au laboratoire permet de tracer la courbe de M en ayant comme entrée les paramètres de la diode et les paramètres des coefficients d'ionisation. Ensuite, on calcule ΔM et on fait varier les paramètres des coefficients d'ionisation pour obtenir une erreur minimale ΔM_{\min} . L'équation 4.2 montre l'expression de ΔM .

$$\Delta M = \sum_{V_i=1}^{V_{br}} (M_i - \widehat{M}_i)^2 \quad \text{Eq. 4.2}$$

$$V_{i+1} = V_i + 0,2$$

où M_i et \widehat{M}_i sont respectivement les valeurs expérimentale et simulée du coefficient de multiplication pour la tension de polarisation inverse V_i .

Le tableau 4.1 montre les paramètres des coefficients d'ionisation obtenus avec les deux lasers utilisés selon le modèle de Chynoweth.

	Laser vert (532 nm)	Laser UV (349 nm)
$a_n [10^6 \text{ cm}^{-1}]$	1,11	0,99
$b_n [10^7 \text{ V.cm}^{-1}]$	1,22	1,29
$a_p [10^6 \text{ cm}^{-1}]$	1,71	1,61
$b_p [10^7 \text{ V.cm}^{-1}]$	1,18	1,15
$V_{BR} [\text{V}]$	59,2	62,2
$E_C [\text{MV.cm}^{-1}]$	4,9036	4,9747

Tableau 4.1 : Paramètres des coefficients d'ionisation du SiC-4H à 300 K (E_C : champ critique calculé).

La figure 4.4 montre les courbes de multiplication ($M - 1$) obtenues expérimentalement avec les deux lasers (vert et UV). Sur ces courbes, on peut remarquer que le coefficient de multiplication ne diffère pas de façon significative entre le cas de génération bi-photonique et celui de la génération mono-photonique. Les valeurs ainsi trouvées des coefficients d'ionisation sont très proches. Cela permet de montrer que l'OBIC basée sur la génération bi-photonique permet la détermination des coefficients d'ionisation.

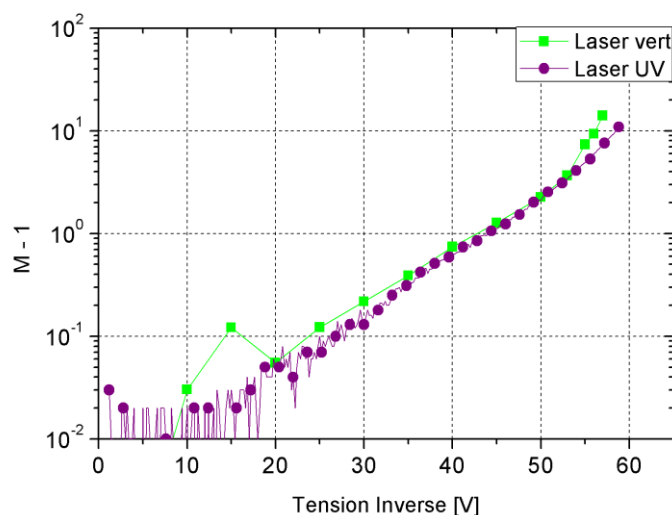


Figure 4.4 : Comparaison des coefficients de multiplication ($M - 1$) obtenus avec les deux longueurs d'onde différentes.

La figure 4.5 montre les courbes des coefficients d'ionisation en fonction de l'inverse du champ électrique et obtenues avec les générations mono et bi-photonique. On peut remarquer que les coefficients d'ionisation (surtout les trous, qui déclenchent le phénomène d'avalanche) deviennent presque superposables dans la gamme du champ électrique pour laquelle l'avalanche est déclenchée ($0,2 < 10^6/E < 0,25 \text{ cm.V}^{-1}$), soit des champs compris entre 4 et 5 MVcm^{-1} .

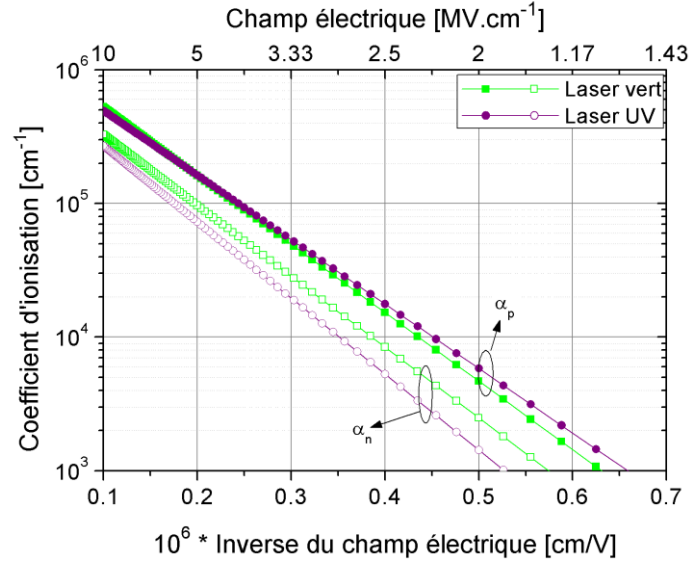


Figure 4.5 : Comparaison des coefficients d'ionisation obtenus en changeant la longueur d'onde incidente.

1.3- Validation de la méthode

Pour valider la méthode et montrer que le modèle adopté coïncide bien avec l'application expérimentale, on a tracé les variations des différents coefficients de multiplication $M - 1$ (coefficient de multiplication total M , coefficient de multiplication des électrons M_n , coefficient de multiplication des trous M_p et coefficient de multiplication dans la zone de charge d'espace M_{ZCE}) en fonction de la tension inverse appliquée sur une échelle semi-logarithmique. En effet, les coefficients de multiplication des trous (et des électrons) s'écrivent sous la forme suivante :

$$M_{p,n} = \frac{1}{1 - I_{p,n}} \quad \text{Eq. 4.3}$$

alors :

$$M_{p,n} - 1 = \frac{I_{p,n}}{1 - I_{p,n}} \quad \text{Eq. 4.4}$$

Si l'hypothèse qui consiste à dire que « les coefficients d'ionisation suivent l'équation 4.1 » est vraie, alors $M_{p,n} - 1$ est équivalent à $I_{p,n}$ pour de faibles valeurs de $I_{p,n}$, et obéit à une fonction exponentielle. Lorsque la tension inverse augmente, les intégrales $I_{p,n}$ deviennent proches de l'unité, et par conséquent, les valeurs $M_{p,n} - 1$ augmentent asymptotiquement au voisinage de la tension de claquage. Il en sera de même pour les autres courbes ($M - 1$ et $M_{ZCE} - 1$) puisque ce sont des combinaisons linéaires des deux autres courbes. Il faut prévoir alors que les courbes soient des droites (échelle

logarithmique), jusqu'à atteindre le claquage où elles suivent une asymptote verticale. La figure 4.6 montre que les différentes courbes simulées de multiplication ($M_x - 1$, où $x = \emptyset, n, p, ZCE$) peuvent être assimilées à des droites pour de faibles valeurs de tension de polarisation (échelle logarithmique), et atteignent une asymptote verticale lorsque la tension devient égale à la tension de claquage. La courbe expérimentale de $M - 1$ a la même allure.

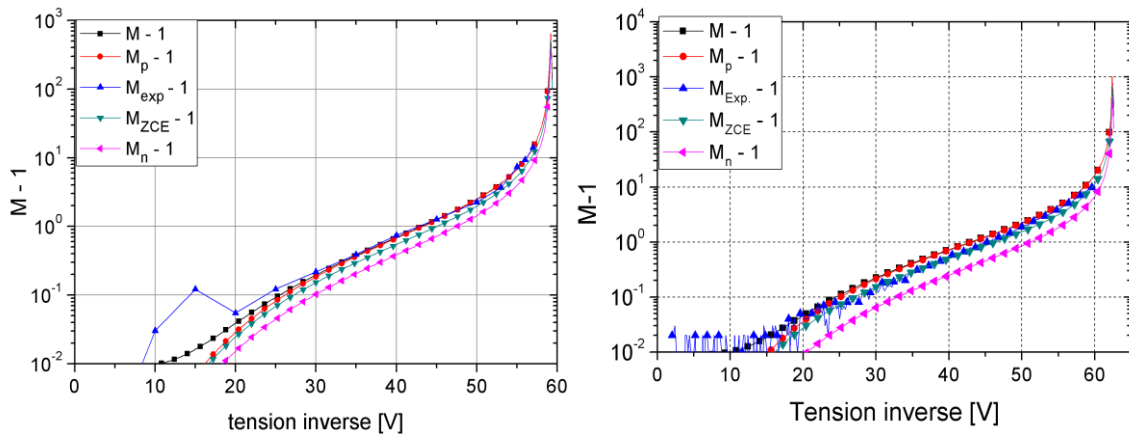


Figure 4.6 : Variation de $(M - 1)$ en fonction de la tension de polarisation inverse (A gauche : laser vert, à droite : laser UV).

Pour mieux fixer les idées, les résultats des coefficients d'ionisation obtenus sont comparés avec ceux d'autres auteurs. La figure 4.7 montre les courbes de multiplication obtenues expérimentalement et par simulation : une comparaison entre les résultats de plusieurs auteurs [3-6] montre le niveau de dispersion des coefficients d'ionisation déjà publiés. Un écart remarquable est observé entre notre courbe expérimentale et les courbes calculées avec les coefficients publiés par différents auteurs (sauf Nguyen [6], qui a fait ses mesures en utilisant la méthode OBIC sur les mêmes diodes que nous).

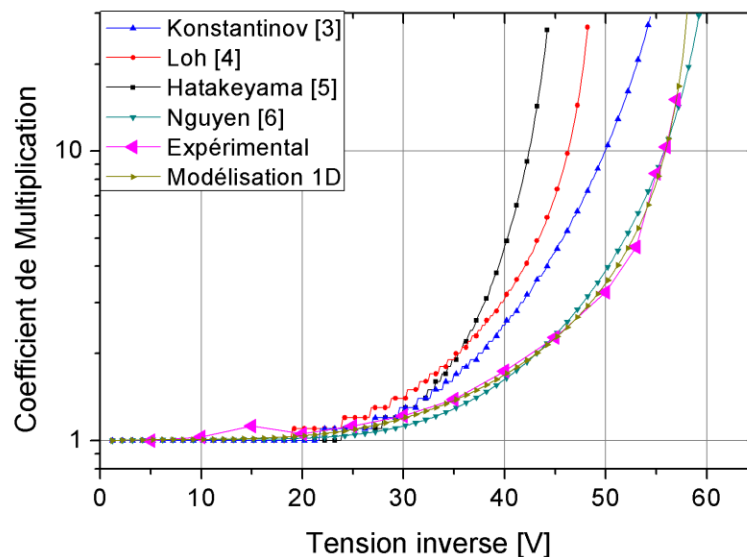


Figure 4.7 : Variation du coefficient de multiplication en fonction de la tension inverse.

Le tableau 4.2 montre une comparaison des tensions de claquage et des champs électriques critiques prévus par les différents auteurs et les résultats expérimentaux. Il apparaît que les coefficients d'ionisation de Nguyen [6] et Konstantinov [3] sont proches des résultats expérimentaux obtenus et ajustés avec le modèle de simulation 1D.

Modèle	Konstantinov [3]	Loh [4]	Hatakeyama [5]	Nguyen [6]	Mesure	Simulation 1D
V_{BR} [V]	58,8	49,4	45,8	61,6	58,8	59,2
E_C [10^6 V.cm $^{-1}$]	4,781	4,224	4	4,941	4,781	4,8036

Tableau 4.2 : Champ électrique critique et tension de claquage selon plusieurs auteurs.

Les courbes de la figure 4.8 présentent les variations des coefficients d'ionisation en fonction de l'inverse du champ électrique. Ces courbes montrent que le coefficient d'ionisation des électrons est plus petit que celui des trous comme pour les autres auteurs [3-6]. La comparaison de ces courbes avec celles des autres auteurs montre que α_p et le rapport α_p/α_n sont plus faibles que pour les autres auteurs : cet écart provient en principe du niveau de dopage des diodes de test. En effet, la variation du dopage conduit à une variation du champ électrique critique et par conséquent à une variation des coefficients d'ionisation. Les résultats obtenus sur les tensions de claquage montrent que la mesure expérimentale est en bon accord avec la simulation 1D pour ces valeurs des coefficients d'ionisation. Par ailleurs, ces résultats sont proches de ceux de Konstantinov, dont les résultats publiés constituent la référence pour la plupart des études.

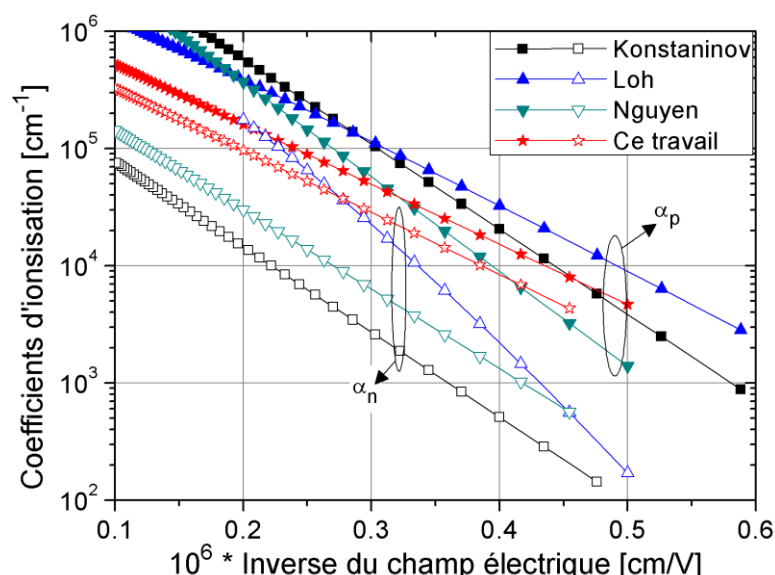


Figure 4.8 : Variation des coefficients d'ionisation dans le SiC-4H en fonction de l'inverse du champ électrique selon plusieurs auteurs.

2- Étude des coefficients d'ionisation en fonction de la température

Les applications hautes températures exigent l'utilisation des semi-conducteurs à large bande interdite. Ces derniers gardent leurs caractéristiques semi-conductrices pour des températures allant jusqu'à plus de 600°C [7]. Cependant, il est important d'étudier l'évolution des paramètres électriques de ces semi-conducteurs. En particulier, ce travail met en évidence la variation des coefficients d'ionisation du SiC-4H en fonction de la température, à la fois pour des températures élevées mais aussi pour des températures très basses (jusqu'à 100 K).

2.1- Préparation du banc expérimental

Le travail est divisé en deux parties, la première étant la préparation des diodes à étudier et la seconde le couplage du banc expérimental avec le cryostat dont on peut contrôler la température. Pour la première partie, ce sont toujours les diodes d'avalanche que l'on va étudier. Après avoir caractérisé en direct et en inverse toutes les diodes munies d'une fenêtre optique, nous avons retenu les meilleures pour les étudier. L'échantillon est fixé sur un substrat DBC avec de la laque d'argent et des fils de « bonding » assurent le contact anodique avec la face avant (figure 4.9).

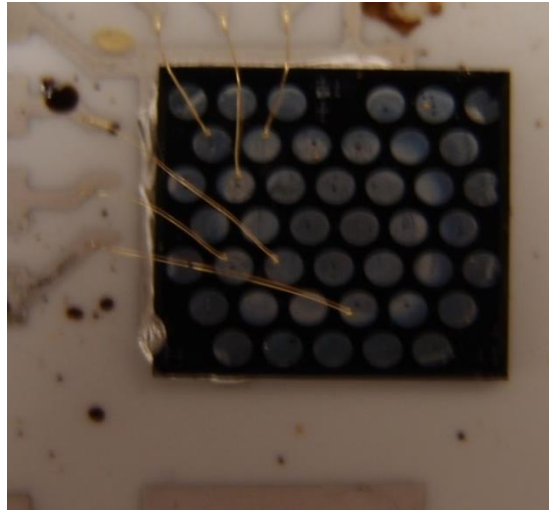


Figure 4.9 : Echantillon de test avec les fils de « bonding » reliant les diodes avec le substrat DBC.

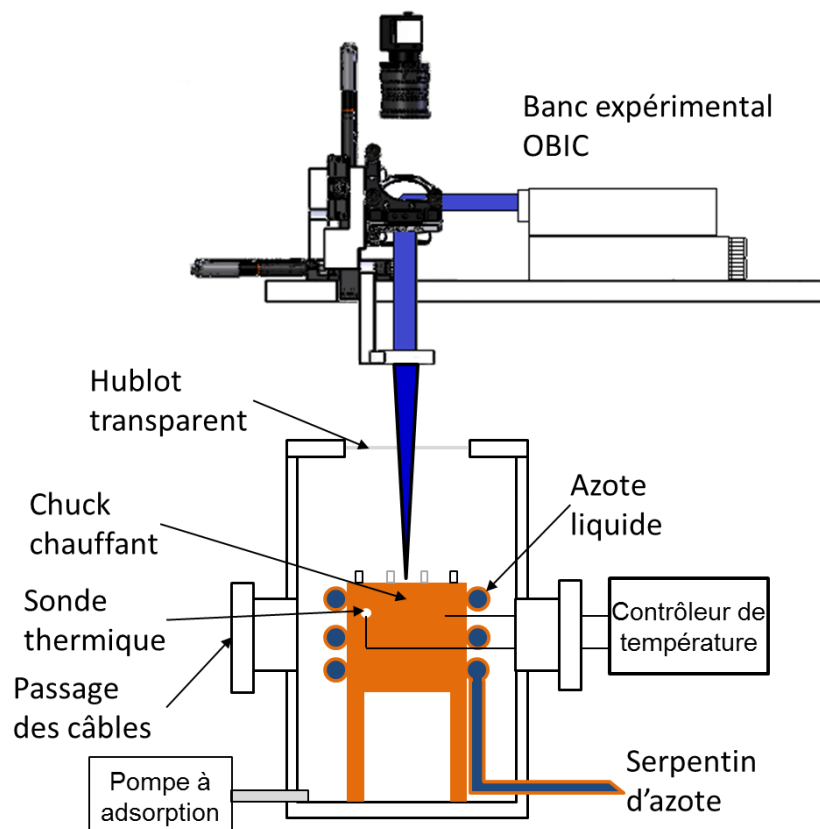


Figure 4.10 : Vue en coupe du schéma de principe du banc OBIC couplé avec le cryostat.

La figure 4.10 montre le schéma du banc expérimental OBIC UV couplé avec le cryostat. La température de l'emplacement métallique de l'échantillon de test est contrôlée au moyen d'une sonde thermique (résistance Pt100) qui joue le rôle d'un « feedback » pour atteindre la température de commande. Le refroidissement est assuré par de l'azote liquide qui circule sous l'échantillon de test. La plaque métallique peut également être chauffée. On peut alors faire varier la température de l'échantillon de 77 K

(température d'évaporation de l'azote liquide) jusqu'à des températures très élevées (573 K). Une pompe à adsorption sert à établir un vide primaire (10^{-2} mbar) pour pouvoir réaliser les mesures.

2.2- Mesures préliminaires

Les mesures sont réalisées pour des températures allant de 100 à 450 K, par paliers de 50 K. Pour chaque température, on trace la caractéristique I-V à l'état bloqué pour percevoir l'évolution du courant de fuite et de la tension de claquage en fonction de la température (figure 4.11). On peut remarquer sur la figure 4.17 que le courant de fuite augmente pour de basses tensions lorsque la température augmente ; cependant la tension de claquage augmente légèrement, ce qui est conforme avec ce qui est indiqué au chapitre 1, paragraphe 6.

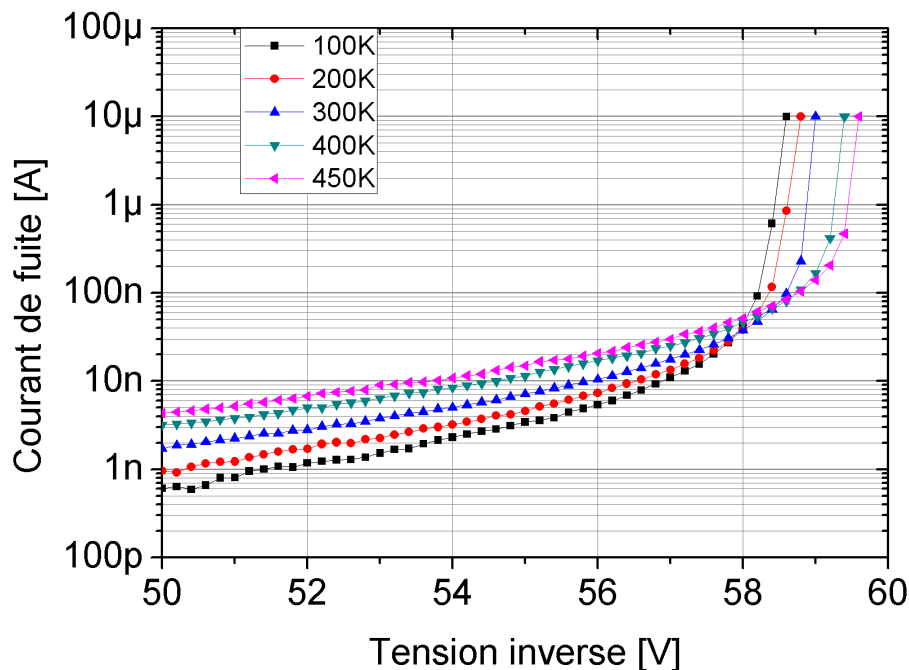


Figure 4.11 : Caractéristique I-V inverse de la diode sous test en fonction de la température.

Pour chaque température, des mesures OBIC sont réalisées le long du diamètre de la diode, pour différentes valeurs de la tension inverse. La figure 4.12 montre des mesures OBIC réalisées à 50 V pour plusieurs températures. Une fois qu'on arrive à réaliser les mesures OBIC, il suffit alors d'étudier le courant OBIC dans la fenêtre optique pour en extraire le coefficient de multiplication.

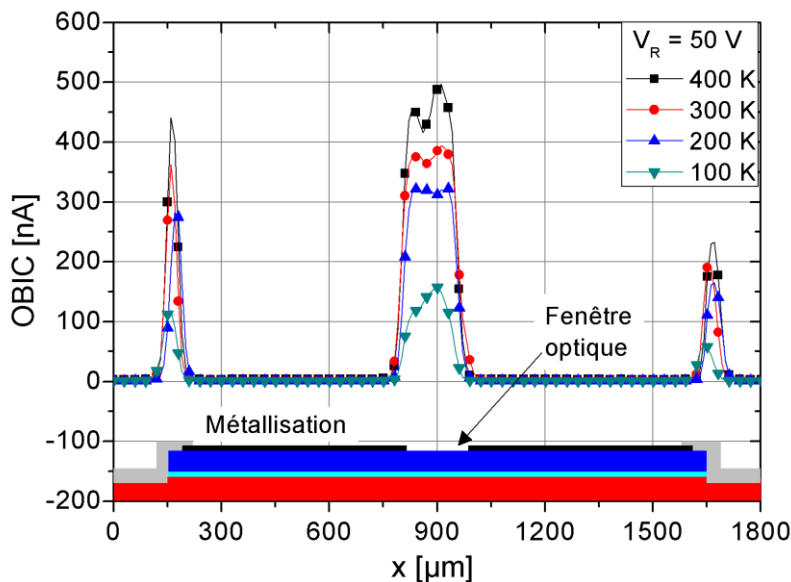


Figure 4.12 : Courant OBIC en fonction de la position du faisceau optique et de la température à $V_R = 50$ V.

2.3- Détermination des coefficients d'ionisation en fonction de la température

La figure 4.13 montre la variation du coefficient de multiplication en fonction de la tension inverse appliquée et de la température de l'échantillon. On peut remarquer qu'à basses températures (100 à 200 K) le coefficient de multiplication reste moindre que pour les autres températures, jusqu'à atteindre l'avalanche qui aura lieu pour une tension légèrement inférieure à basses températures. Pour des températures au-delà de 250 K, les courbes se resserrent et deviennent presque superposables. Cela signifie que les coefficients d'ionisation subissent des variations qui sont plus importantes à basses qu'à hautes températures.

Avec l'aide du logiciel de simulation numérique 1D, on a optimisé les paramètres des coefficients d'ionisation en minimisant la fonction d'erreur ΔM déjà définie dans l'équation 4.2. Le tableau 4.3 résume les paramètres des coefficients d'ionisation trouvés pour les différentes températures [1], selon le modèle de Chynoweth [2].

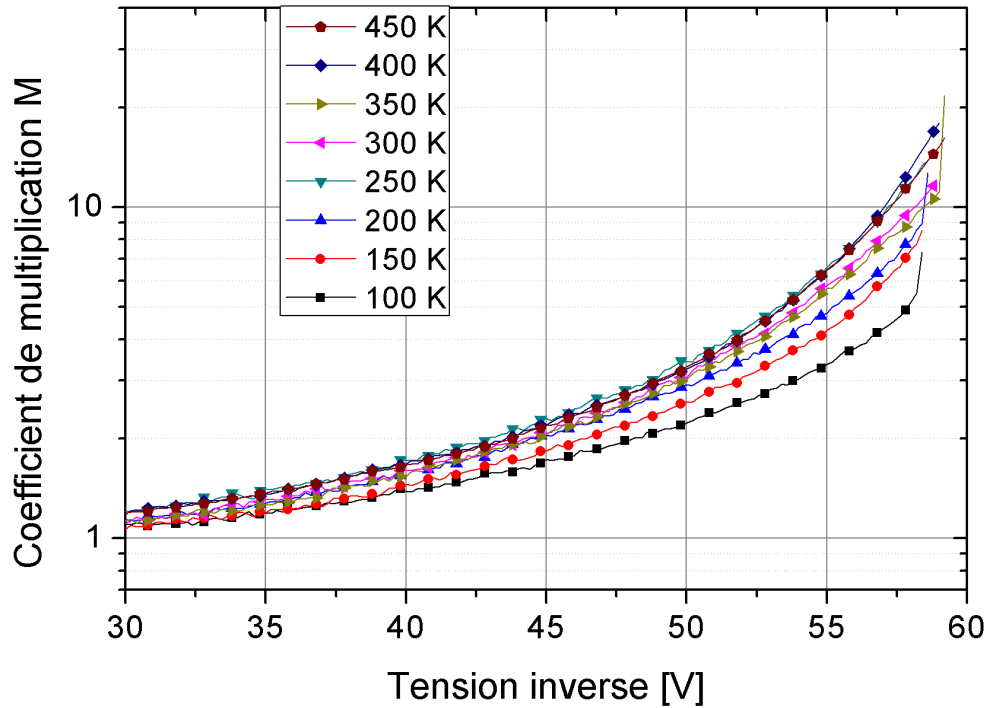


Figure 4.13 : Courbes de multiplication en fonction de la tension inverse et la température.

Les graphes de la figure 4.14 rassemblent les coefficients de multiplication mesurés et simulés pour les différentes températures. Les courbes montrent que les erreurs sont minimisées et par suite, les valeurs attribuées aux paramètres des coefficients d'ionisation sont optimisées. On peut voir sur ces graphes que le coefficient de multiplication des trous M_p est plus élevé que celui des électrons M_n pour des températures supérieures à 150 K. A 100 K, on remarque que M_n est supérieur à M_p . A 150 K, les deux coefficients deviennent presque égaux. Pour toutes les simulations, la tension de claquage calculée est d'environ 62 V : c'est le seul point faible de cette méthode (numérique) utilisée pour déterminer les coefficients d'ionisation. Le champ électrique critique est de l'ordre de 5 MV.cm⁻¹.

Température [K]	100	150	200	250	300	350	400	450
a_n [10^6 cm ⁻¹]	0,57	0,81	1,15	1,04	0,99	0,87	0,81	1,07
b_n [10^7 V.cm ⁻¹]	0,87	1,07	1,21	1,36	1,29	1,11	1,22	1,36
a_p [10^6 cm ⁻¹]	1,35	1,59	1,23	1,76	1,61	1,72	1,95	1,6
b_p [10^7 V.cm ⁻¹]	1,3	1,27	1,14	1,14	1,15	1,26	1,2	1,11
V_{BR} mesurée [V]	58,4	58,4	58,6	58,6	58,8	59,2	59,2	59,4

Tableau 4.3 : Paramètres des coefficients d'ionisation pour les différentes températures et tension de claquage mesurée.

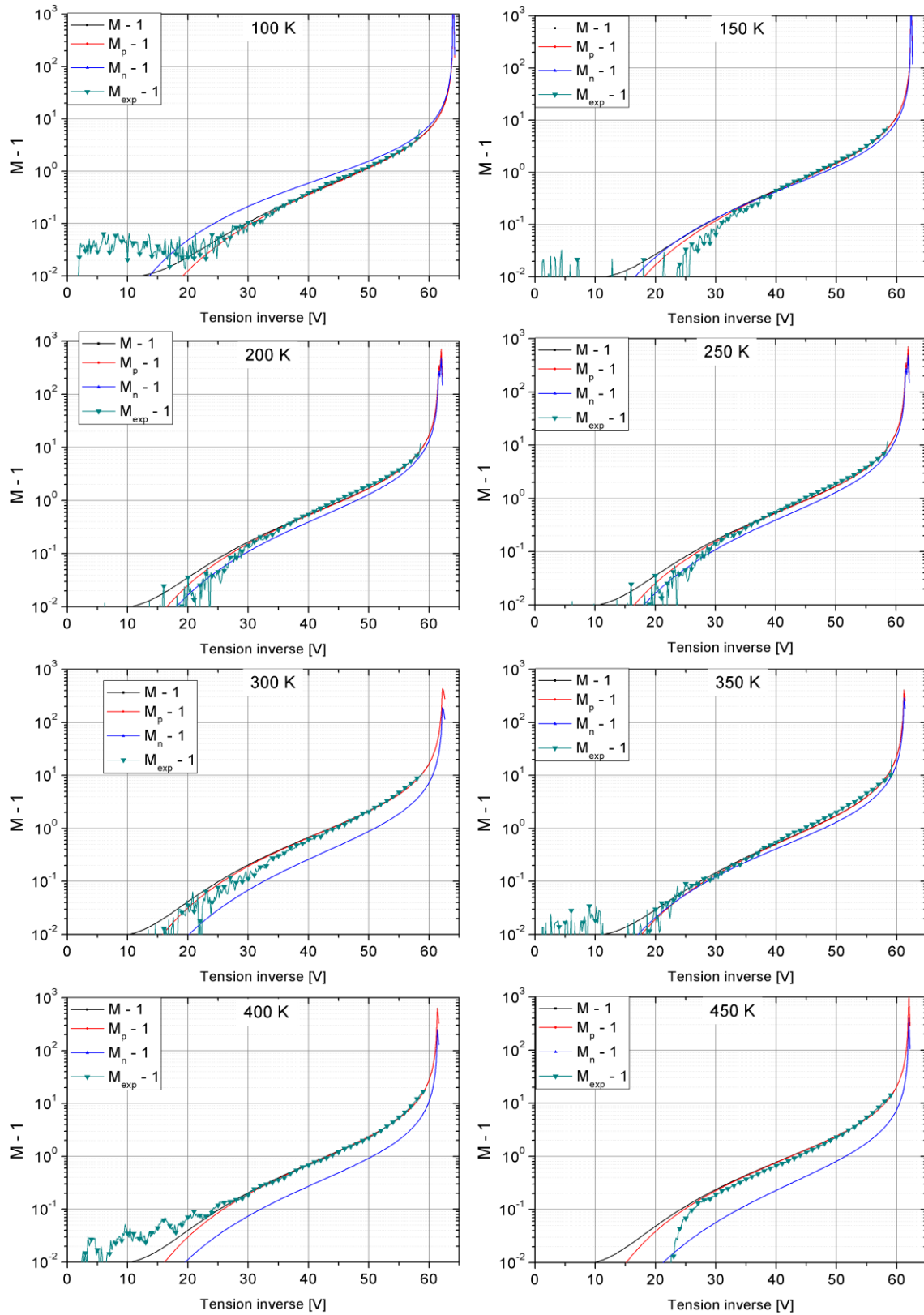


Figure 4.14 : Coefficients de multiplication calculés et mesurés en fonction de la tension inverse pour plusieurs températures.

Les courbes de la figure 4.15 montrent la variation des coefficients d'ionisation en fonction de l'inverse du champ électrique pour plusieurs températures de mesure. Ces courbes montrent que le coefficient d'ionisation des électrons α_n décroît lorsque la température augmente pour de très basses températures ($T \leq 250$ K). Ces résultats sont en accord avec ceux de Lee *et al.* [8] obtenus dans le silicium à 100, 213 et 300 K. Cependant, le coefficient d'ionisation des trous α_p augmente avec la température pour $T \leq 250$ K. Cette croissance peut être due à des imperfections dans les couches d'épitaxie qui ont un effet à basse température. Au-delà de 250 K, les coefficients d'ionisation mesurés ne varient pas fortement et ils deviennent presque constants. Cette indépendance des coefficients d'ionisation avec la température est prévue à fort champ électrique par la théorie [9] : dans ces mesures, on atteint des champs de l'ordre de 5 MV.cm^{-1} . Ces résultats ne sont pas en désaccord avec ceux de H. Niwa et al. qui ont montré que les coefficients d'ionisation diminuent avec la température dans le SiC-4H pour des températures ≥ 300 K, mais pour des champs électriques beaucoup plus bas [10]. Il est intéressant de noter qu'à 100 K, $\alpha_n > \alpha_p$, que les deux termes deviennent presque les mêmes qu'à 150 K et qu'on obtient $\alpha_n < \alpha_p$ pour les températures plus élevées.

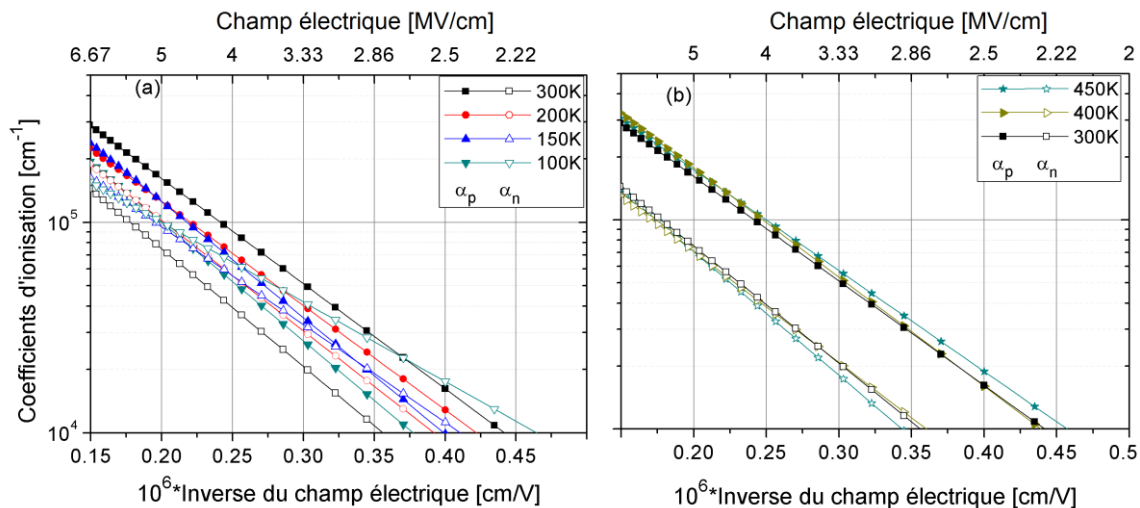


Figure 4.15 : Variation des coefficients d'ionisation en fonction de l'inverse du champ électrique. (a) $T \leq 300$ K, (b) $T \geq 300$ K (symboles pleins pour α_p et symboles vides pour α_n).

3- OBIC sur d'autres semi-conducteurs à large bande interdite

3.1- OBIC sur le nitrure de gallium

Le nitrure de gallium GaN est l'un des semi-conducteurs étudiés ces dernières années, en particulier pour des applications haute fréquence. Des diodes Schottky de type N sont

fabriquées par STMicroelectronics dans le cadre du projet G²REC [11] pour améliorer la qualité des composants GaN. Ce sont des diodes Schottky pseudo-verticales réalisées sur une couche de GaN épitaxiée sur un substrat Si. La figure 4.16 montre la structure des diodes étudiées par la méthode OBIC.

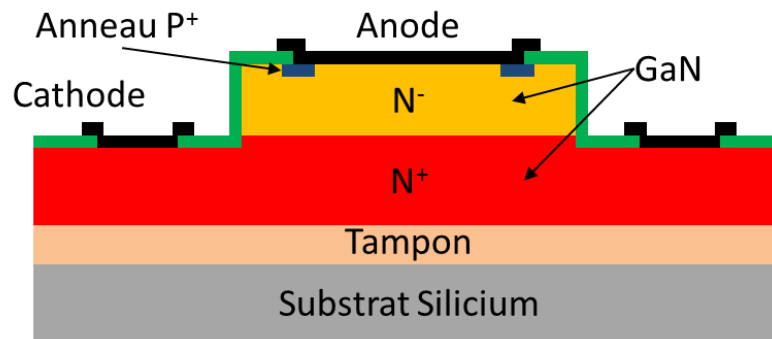


Figure 4.16 : Vue en coupe de la structure des diodes GaN testées.

La difficulté avec ces diodes est due au fait que la densité des défauts dans le GaN est élevée : les porteurs créés par le faisceau optique peuvent être piégés avant d'être recombinés. Il en résulte une décroissance du courant « induit » qui dure quelques dizaines de secondes après la coupure du faisceau laser pour que ce courant s'annule. On a ensuite utilisé un échantillon GaN à basse densité de défauts (présentant de faibles courants de fuite) qui a servi pendant longtemps comme référence chez STMicroelectronics ; ces diodes ont une tenue en tension de 600 V. Sur cet échantillon, on a observé une durée du courant transitoire de 5 à 6 secondes. Cela nous a permis de réaliser des mesures OBIC sur la diode en augmentant le temps d'attente entre deux mesures consécutives. Ceci constitue des mesures OBIC préliminaires, dont le but est de montrer la faisabilité de l'OBIC sur le GaN, c'est pourquoi on a appliqué une tension inverse toujours faible. La figure 4.17 montre une mesure OBIC 2D sur une diode rectangulaire sous faible polarisation inverse (10 V) : on a mesuré un courant OBIC lorsque le laser éclaire l'inter-distance entre les métallisations de l'anode et la cathode, le courant étant nul ailleurs. On peut même observer l'ombre de la pointe. La figure 4.18 montre une mesure OBIC 1D sous la même tension pour visualiser la variation de l'OBIC. Le balayage est réalisé suivant l'axe y pour x fixé à 400 μm . On peut voir que le courant OBIC décroît assez vite tout d'abord, mais subit une décroissance très lente ensuite : le balayage de l'anode prend environ 5 minutes ; on voit bien que le courant ne s'annule pas.

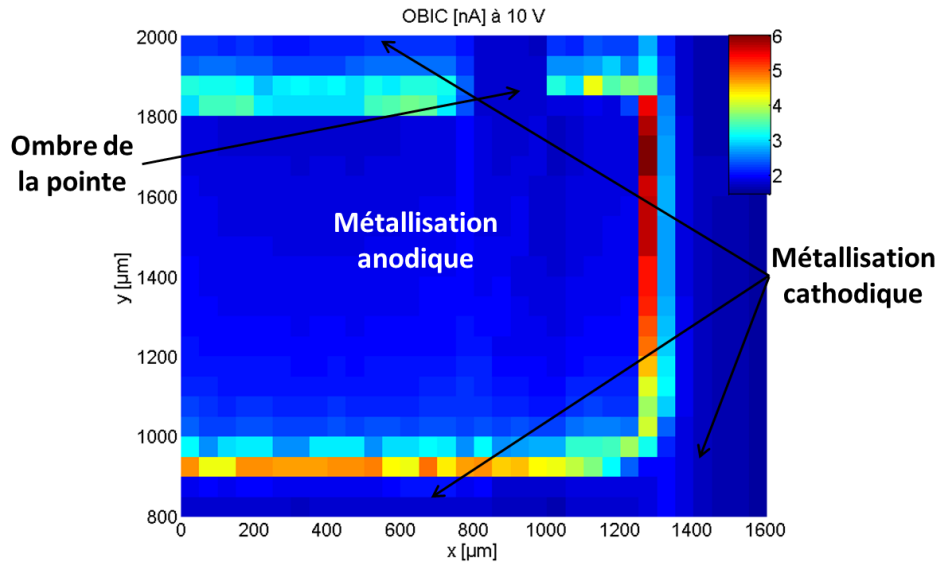


Figure 4.17 : Mesure OBIC-2D (laser UV) préliminaire sur une diode Schottky GaN sous faible polarisation inverse (10 V). $\Delta x = \Delta y = 50 \mu\text{m}$.

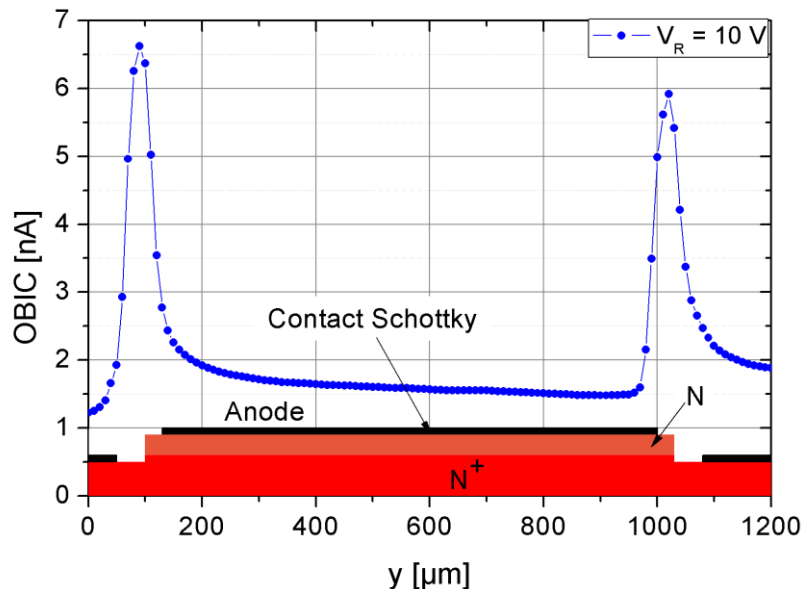


Figure 4.18 : Mesure OBIC 1D (laser UV) sur la Schottky GaN polarisée en inverse (10 V) en $x = 400 \mu\text{m}$, $\Delta y = 10 \mu\text{m}$.

3.2- OBIC sur le diamant

Avec ses propriétés physiques et cristallines remarquables, le diamant reste l'un des semi-conducteurs les plus intéressants à étudier, même si pour l'instant la fabrication de composants à base de ce matériau reste limitée. Des diodes circulaires Schottky en diamant de type P réalisées en collaboration avec le laboratoire LAAS (Toulouse) [12] sont testées avec le banc expérimental UV. Ces diodes ont une tenue en tension de l'ordre de 1000 V, mais on les caractérise à très faible tension inverse ($< 20 \text{ V}$), puisque le but est pour l'instant de démontrer le phénomène d'OBIC dans le diamant. La figure 4.19 montre

une mesure OBIC 2D obtenue sur une diode circulaire polarisée en inverse sous 5 V. On peut voir qu'une portion du faisceau laser traverse la métallisation (contact Schottky) qui est très fine. Le courant OBIC est plus élevé lorsque le faisceau éclaire l'inter-distance entre la cathode et l'anode. La présence d'un courant OBIC sur le diamant avec le laser UV est une preuve qu'il se produit une génération bi-photonique, puisque la bande interdite du diamant est largement supérieure à l'énergie photonique du faisceau UV incident.

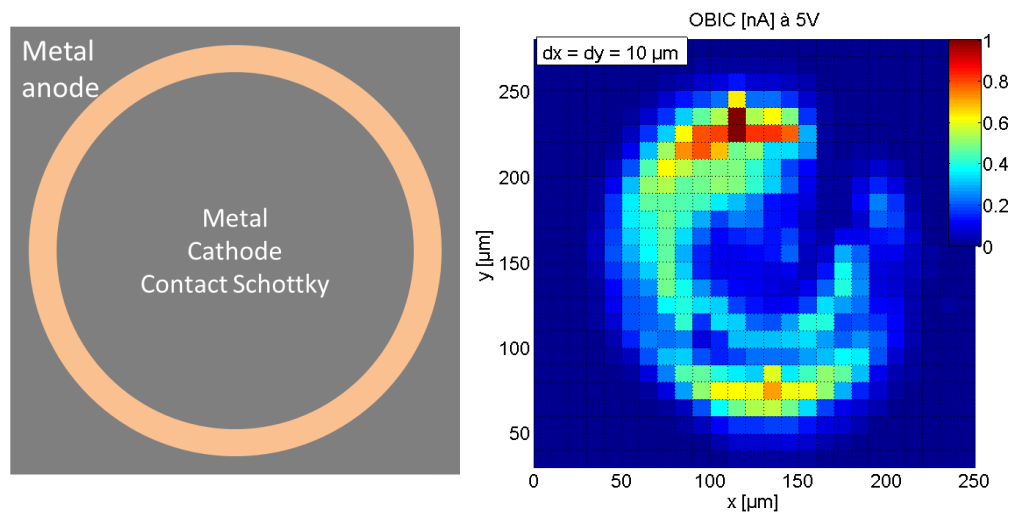


Figure 4.19 : A gauche, vue du haut de la diode ($\varnothing_{\text{cathode}} = 150 \mu\text{m}$), et à droite, OBIC 2D de la diode diamant polarisée en inverse (5 V).

4- Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons utilisé la méthode OBIC pour la détermination des coefficients d'ionisation du SiC-4H. Les mesures sont réalisées sur des diodes d'avalanche avec deux longueurs d'onde différentes correspondant aux générations mono et bi-photoniques. Les résultats obtenus sont proches et ils sont comparables à ceux publiés, et ce surtout pour les forts champs électriques (3 à 5 MV.cm⁻¹).

Nous avons également étudié la variation des coefficients d'ionisation en fonction de la température. Les mesures OBIC sont réalisées pour des températures variant entre 100 et 450 K. Pour les faibles températures (≤ 150 K), le coefficient d'ionisation des trous α_p est inférieur à celui des électrons α_n . Au-delà de 150 K, nous avons obtenu $\alpha_n < \alpha_p$. Pour des températures supérieures à 250 K, les coefficients deviennent presque constants.

Par ailleurs, des mesures OBIC préliminaires sont réalisées sur des diodes en GaN. Les résultats montrent l'importance de l'effet de la densité des défauts sur le

comportement de la diode. Ces premières mesures devraient permettre d'étudier les coefficients d'ionisation du GaN. Pour finir, un courant OBIC est obtenu avec des diodes en diamant : cela met en évidence le principe de génération bi-photonique et permettra d'étudier les coefficients d'ionisation dans le diamant qui sont encore peu connus, ainsi que d'autres paramètres physiques de ce semi-conducteur prometteur.

5- Bibliographie du chapitre 4

- [1] H. Hamad, C. Raynaud, et al. « *Temperature dependence of 4H-SiC ionization rates using Optical Beam Induced Current* ». Materials Science Forum, vol. 821-823, p. 223 (2015).
- [2] A. G. Chynoweth. « *Uniform Silicon p-n Junctions. II. Ionization Rates for Electrons* ». Journal of Applied Physics, vol. 31, n°. 7, p. 1161 (1960).
- [3] A. O. Konstantinov, Q. Wahab, et al. « *Study of avalanche breakdown and impact ionization in 4H silicon carbide* ». Applied Physics Letters, vol. 71, n°. 1, p. 90 (1997).
- [4] W. S. Loh, B. K. Ng, et al. « *Impact Ionization Coefficients in 4H-SiC* ». Electron Devices, IEEE Transactions on, vol. 55, n°. 8, p. 1984 (2008).
- [5] T. Hatakeyama, T. Watanabe, et al. « *Impact ionization coefficients of 4H silicon carbide* ». Applied Physics Letters, vol. 85, n°. 8, p. 1380 (2004).
- [6] D. M. Nguyen, C. Raynaud, et al. « *OBIC measurements on avalanche diodes in 4H-SiC for the determination of impact ionization coefficients* ». Materials Science Forum, vol. 717, p. 545 (2012).
- [7] A. J. Steckl et J. N. Su. « *High voltage, temperature-hard 3C-SiC Schottky diodes using All-Ni metallization* ». Electronic Devices Meeting, IEDM'93. Technical Digest., International (1993).
- [8] C. A. Lee R. A. Logan, R. L. Batdorf, J. J. Kleimack et W. Wiegmann. « *Ionization rates of holes and electrons in silicon* ». Physical Review, vol. 134, p. A761 (1964).
- [9] C. R. Crowell et S. M. Sze. « *Temperature dependence of avalanche multiplication in semiconductors* ». Applied physics letters, vol. 9, p. 242 (1966).
- [10] H. Niwa, J. Suda et T. Kimoto. « *Temperature dependence of impact ionization coefficients in 4H-SiC* ». Materials Science Forum, vol. 778, p. 461 (2014).
- [11] O. Menard. « *Développement de briques technologiques pour la réalisation de diodes schottky sur nitrure de gallium* ». Thèse de doctorat, Université François – Rabelais (2010).

- [12] F. Thion. « *Conception de protections périphériques applicables aux diodes Schottky réalisées sur diamant monocristallin* ». Thèse de doctorat, INSA de Lyon (2012).

Conclusion Générale

Les semi-conducteurs à large bande interdite sont l'objet d'études récentes dans le domaine de l'électronique de puissance. Dans cette thèse, nous avons utilisé la méthode OBIC (Optical Beam Induced Current) pour déterminer des caractéristiques électroniques du carbure de silicium. La technique OBIC est appliquée aux jonctions PN polarisées en inverse ; elle consiste à mesurer un courant induit de porteurs générés par absorption photonique dans la zone de charge d'espace.

Deux structures de diodes bipolaires SiC-4H sont utilisées pour réaliser ces mesures. La première concerne une diode $P^+/N/N^+$ carrée de tenue en tension de 800 V. La protection périphérique pour ces diodes est réalisée avec une poche JTE. La deuxième structure est une diode d'avalanche circulaire de tenue en tension de 59 V, protégée par une gravure MESA. Des fenêtres optiques sont réalisées au milieu de l'anode par la technique SIMS, afin de permettre d'étudier la zone active de la diode grâce au faisceau optique.

En utilisant un laser vert (532 nm), nous avons mis en évidence le phénomène d'absorption bi-photonique dans le SiC-4H. Pour cela, la mise en place d'un nouveau banc expérimental OBIC vert a été effectuée pendant la thèse. Des destructions des composants dues au faisceau vert se sont produites au début de travail, mais nous avons pu résoudre ce problème. Ensuite, des cartographies OBIC 1D et 2D ont été réalisées sur des diodes bipolaires en SiC-4H. Ces mesures ont permis de déterminer la durée de vie des porteurs minoritaires, et aussi de donner une « image » de la distribution du champ électrique à la surface des composants. Les cartographies OBIC 2D permettent d'étudier l'efficacité de la protection périphérique des jonctions et de détecter les défauts ; c'est une analyse non destructive des jonctions PN. Les coefficients d'ionisation du SiC-4H sont extraits pour des champs électriques élevés (> 3 MV/cm). Ces coefficients constituent des paramètres clés pour la prédétermination du champ électrique critique et de la tension de claquage des composants. Ils peuvent ainsi être utilisés dans des simulateurs numériques tels que SENTAURUS TCAD, afin d'optimiser les performances des composants électroniques.

Les coefficients d'ionisation des trous ainsi trouvés sont plus grands que ceux des électrons et ceci est conforme aux résultats bibliographiques. Cependant, le rapport entre les coefficients d'ionisation des trous et des électrons est de l'ordre de 2 (beaucoup plus faible que le rapport publié par Konstantinov et al. qui est de 40).

La destruction de diodes causée par le faisceau vert nous a incités à mettre en place un autre banc expérimental UV (349 nm). Des mesures OBIC comparatives sont réalisées sur les mêmes structures. De plus, l'extraction des coefficients d'ionisation du SiC-4H est obtenue pour des températures allant de 100 à 450 K et pour des champs électriques élevés. Les résultats montrent que les coefficients d'ionisation n'évoluent pas de manière significative pour les températures élevées. Pour des températures plus basses que 150 K, les coefficients d'ionisation des trous sont plus faibles que ceux des électrons. Le laser UV étant pulsé, nous avons mesuré le courant OBIC transitoire entre deux impulsions laser, cette mesure n'étant pas possible avec le laser vert.

Des diodes Schottky en nitrure de gallium (GaN) sur substrat silicium (Si) sont caractérisées par la technique OBIC. La densité des défauts élevée dans le GaN se traduit par un délai très long pour le retour à un courant OBIC nul lorsqu'on coupe le faisceau optique. Ce délai est réduit pour des diodes à plus faible densité de défauts. Des mesures OBIC préliminaires sont aussi réalisées sur des diodes Schottky de type P en diamant avec le laser UV. Ces mesures OBIC montrent un signal OBIC mesuré et mettent alors en évidence la génération bi-photonique dans le diamant.

Les nouveaux bancs expérimentaux montés pendant cette thèse sont en cours de développement. La mesure des courants transitoires est en cours d'automatisation. Quelques points faibles, tels que le diamètre du faisceau UV qui est toujours large, sont à régler. Cela nous permettra d'obtenir des mesures OBIC avec une meilleure résolution spatiale. Le couplage avec l'enceinte sous vide nous permet d'utiliser des composants de tenue en tension plus élevée ; dans ce cadre il est prévu d'utiliser d'autres sources de tension permettant d'appliquer jusqu'à 10 kV. Les mesures OBIC dans le diamant et le GaN sont encore à finaliser dans un court délai pour extraire les coefficients d'ionisation.

Annexe A : Calcul du photo-courant dans le cas d'absorption bi-photonique

Lorsque l'énergie photonique incidente devient très faible devant la bande interdite du semi-conducteur ($E_\Phi \ll E_g$), le choc entre un photon et un électron situé au niveau de la bande de valence ne peut pas conduire à l'ionisation de l'atome. L'absorption mono-photonique sera négligeable dans ce cas. Partons de l'équation 2.3 du chapitre 2.

$$\frac{d\varphi}{dz} = -\beta\varphi^2 \quad \text{Eq. 2.3}$$

où β est le coefficient d'absorption bi-photonique. Dans cette équation, il est clair que le taux d'absorption est lié fortement à la densité de puissance du faisceau incident. Pour cela, les auteurs ayant essayé de détecter un effet de génération bi-photonique dans la matière, ils ont utilisé des faisceaux puissants.

On peut obtenir le taux de génération en résolvant l'équation 2.3, ce qui donne alors :

$$u(z) = -\frac{1}{2} \frac{d\varphi}{dz} = \frac{\beta\varphi_0^2}{2(1 + \beta\varphi_0 z)^2} \quad \text{Eq. A1}$$

Le courant ainsi généré dans la zone de charge d'espace est donné par l'équation A2.

$$J_{ZCE} = - \int_{z_p}^{z_n} q u dz = - \frac{q\beta\varphi_0^2(z_n - z_p)}{2(1 + \beta\varphi_0 z_p)(1 + \beta\varphi_0 z_n)} \quad \text{Eq. A2}$$

Les courants des porteurs minoritaires aux deux extrémités de la zone de charge d'espace sont des courants de diffusion. Pour les déterminer, il suffit de résoudre les équations de continuité en tenant compte des conditions aux limites.

Dans la zone N :

$$D_p \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} - \frac{p}{\tau_p} + u(z) = 0 \quad \text{Eq. A3}$$

Dans la zone P :

$$D_n \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} - \frac{n}{\tau_n} + u(z) = 0 \quad \text{Eq. A4}$$

où p (n) est la concentration en trous (électrons) dans la zone N (P), D_p (D_n) est le coefficient de diffusion des trous (électrons) et τ_p (τ_n) est la durée de vie des trous (électrons). Les conditions aux limites sont : $p(z_n) = p(\infty) = 0$; $n(0) = D_n/S_n \left(\frac{\partial n}{\partial z} \right)_{z=0}$ et $n(z_p) = 0$; où S_n est la vitesse de recombinaison des électrons en surface.

La solution homogène de l'équation A3 est donnée par :

$$p(z) = A e^{-z/L_{dp}} + B e^{z/L_{dp}} \quad \text{Eq. A5}$$

Avec :

$$L_{dn,p} = \sqrt{D_{n,p} \tau_{n,p}} \quad \text{Eq. A6}$$

Pour retrouver la solution générale de l'équation non homogène, on applique la méthode de variation de la constante, on retrouve :

$$p(z) = A e^{-z/L_{dp}} + B e^{z/L_{dp}} + \frac{\beta \varphi_0^2 L_{dp}}{4D_p} \left\{ e^{-z/L_{dp}} \int_{z_n}^z \frac{e^{z/L_{dp}} dz}{(1 + \beta \varphi_0 z)^2} - e^{z/L_{dp}} \int_{z_n}^z \frac{e^{-z/L_{dp}} dz}{(1 + \beta \varphi_0 z)^2} \right\} \quad \text{Eq. A7}$$

Tenant compte des conditions aux limites, on trouve :

$$p(z) = A \left(e^{-z/L_{dp}} - e^{-2z_n/L_{dp}} e^{z/L_{dp}} \right) + \frac{\beta \varphi_0^2 L_{dp}}{4D_p} \left\{ e^{-z/L_{dp}} \int_{z_n}^z \frac{e^{z/L_{dp}} dz}{(1 + \beta \varphi_0 z)^2} - e^{z/L_{dp}} \int_{z_n}^z \frac{e^{-z/L_{dp}} dz}{(1 + \beta \varphi_0 z)^2} \right\} \quad \text{Eq. A8}$$

avec :

$$A = -\frac{\beta \varphi_0^2 L_{dp}}{4D_p} e^{2z_n/L_{dp}} \int_{z_n}^{+\infty} \frac{e^{-z/L_{dp}} dz}{(1 + \beta \varphi_0 z)^2} \quad \text{Eq. A9}$$

On retrouve alors :

$$J_p(z_n) = -\frac{q\beta\varphi_0^2}{2} e^{z_n/L_{dp}} \int_{z_n}^{+\infty} \frac{e^{-z/L_{dp}} dz}{(1 + \beta\varphi_0 z)^2} \quad \text{Eq. A10}$$

La solution de l'équation A4 est obtenue de façon analogue à A7 :

$$n(z) = Ae^{-z/L_{dn}} + Be^{z/L_{dn}} + \frac{\beta\varphi_0^2 L_{dn}}{4D_n} \left\{ e^{-z/L_{dn}} \int_{z_p}^z \frac{e^{z/L_{dn}} dz}{(1 + \beta\varphi_0 z)^2} - e^{z/L_{dn}} \int_{z_p}^z \frac{e^{-z/L_{dn}} dz}{(1 + \beta\varphi_0 z)^2} \right\} \quad \text{Eq. A11}$$

Après avoir pris en compte les conditions aux limites, on retrouve :

$$n(z) = -2A \sinh\left(\frac{(z - z_p)}{L_{dn}}\right) + \frac{\beta\varphi_0^2 L_{dn}}{2D_n} \left\{ \sinh\left(\frac{z}{L_{dn}}\right) \int_{z_p}^z \frac{\sinh\left(\frac{z}{L_{dn}}\right) dz}{(1 + \beta\varphi_0 z)^2} - \cosh\left(\frac{z}{L_{dn}}\right) \int_{z_p}^z \frac{\cosh\left(\frac{z}{L_{dn}}\right) dz}{(1 + \beta\varphi_0 z)^2} \right\} \quad \text{Eq. A12}$$

Avec :

$$A = -\frac{\beta\varphi_0^2 L_{dn} \int_{z_p}^0 \frac{L_{dn} S_n \sinh\left(\frac{z}{L_{dn}}\right) + D_n \cosh\left(\frac{z}{L_{dn}}\right) dz}{(1 + \beta\varphi_0 z)^2}}{4D_n e^{-z_p/L_{dn}} \left[L_{dn} S_n \sinh\left(\frac{z_p}{L_{dn}}\right) + D_n \cosh\left(\frac{z_p}{L_{dn}}\right) \right]} \quad \text{Eq. A13}$$

Tous calculs faits, on trouve :

$$J_n(z_p) = -\frac{q\beta\varphi_0^2}{2} \left\{ \frac{\int_0^{z_p} \frac{L_{dn} S_n \sinh\left(\frac{z}{L_{dn}}\right) + D_n \cosh\left(\frac{z}{L_{dn}}\right) dz}{(1 + \beta\varphi_0 z)^2}}{L_{dn} S_n \sinh\left(\frac{z_p}{L_{dn}}\right) + D_n \cosh\left(\frac{z_p}{L_{dn}}\right)} \right\} \quad \text{Eq. A14}$$

Les intégrales à résoudre dans A10 et A14 n'ont pas de solution analytique, mais peuvent être résolues numériquement. Le courant photo-généré est alors la somme des courants obtenus dans A2, A10 et A14, soit :

$$J_{ph}(V) = J_{ZCE} + J_n(z_p) + J_p(z_n) \quad \text{Eq. A15}$$

Dans le cas où le flux optique φ_0 est relativement faible, de sorte que le terme $\beta\varphi_0 z$ soit négligeable par rapport à 1, les équations A2, A10 et A14 peuvent être réduites comme le montrent les équations A16 à A18.

$$J_{\text{ZCE}} = - \int_{z_p}^{z_n} q u dz = - \frac{q\beta(z_n - z_p)}{2} \varphi_0^2 = r \varphi_0^2 \quad \text{Eq. A16}$$

$$J_p(z_n) = - \frac{q\beta\varphi_0^2}{2} e^{z_n/L_{dp}} \int_{z_n}^{+\infty} e^{-z/L_{dp}} dz = - \frac{q\beta L_{dp}}{2} \varphi_0^2 = s \varphi_0^2 \quad \text{Eq. A17}$$

$$J_n(z_p) = - \frac{q\beta L_{dn}}{2} \left\{ \frac{L_{dn} S_n \left[\cosh\left(\frac{z_p}{L_{dn}}\right) - 1 \right] + D_n \sinh\left(\frac{z_p}{L_{dn}}\right)}{L_{dn} S_n \sinh\left(\frac{z_p}{L_{dn}}\right) + D_n \cosh\left(\frac{z_p}{L_{dn}}\right)} \right\} \varphi_0^2 \quad \text{Eq. A18}$$

$$J_n(z_p) = t \varphi_0^2$$

D'après les équations A16 à A18, on peut déduire que dans le cas d'absorption bi-photonique, le courant OBIC est une fonction quadratique du flux optique (donc de la densité de puissance optique) si ce dernier est relativement faible (Eq. A19).

$$J_{ph}(V) = (r + s + t) \varphi_0^2 \quad \text{Eq. A19}$$

FOLIO ADMINISTRATIF

THÈSE SOUTENUE DEVANT L'INSTITUT NATIONAL
DES SCIENCES APPLIQUÉES DE LYON

NOM : HAMAD

DATE de SOUTENANCE : 28/04/2015

Prénoms : Hassan

TITRE : Détermination des coefficients d'ionisation de matériaux à grand gap par génération multi-photonique

NATURE : Doctorat

Numéro d'ordre : 2015ISAL0017

Ecole doctorale : Electronique, Electrotechnique, Automatique (EEA)

Spécialité : Energie et système

RESUME :

L'utilisation des semi-conducteurs à large bande interdite (wide bandgap ou WBG) tels que le carbure de silicium SiC, le nitrure de gallium GaN, le diamant, etc... est étendue dans le domaine de l'électronique de puissance ces dernières décennies. Leurs caractéristiques électroniques et mécaniques font des WBGs des solutions alternatives pour remplacer le traditionnel silicium. Cependant, des études supplémentaires sont indispensables pour améliorer la tenue en tension, les pertes statiques et dynamiques et les performances en fonctionnement à haute température des composants WBGs. Dans ce cadre, deux bancs expérimentaux OBIC (Optical Beam Induced Current) spécifiques « en cours de développement » sont mis en place pendant cette thèse. L'OBIC consiste à éclairer avec un faisceau laser de longueur d'onde appropriée une jonction polarisée en inverse, des porteurs de charge sont alors créés par absorption photonique. On peut alors mesurer un courant induit par faisceau optique (OBIC) lorsque les porteurs sont générés dans la zone de charge d'espace.

MOTS-CLÉS : Semi-conducteurs à grand gap, SiC-4H, GaN, Diamant, OBIC, absorption mono-photonique, absorption bi-photonique, champ électrique, durée de vie des porteurs,

Laboratoire (s) de recherche :

Laboratoire Ampère
21 Avenue Jean Capelle
69621, Villeurbanne Cedex

Directeur de thèse: PLANSON Dominique,
Co-directeur de thèse : RAYNAUD Christophe

Président de jury : MORANCHO Frédéric

Composition du jury : ALQUIER Daniel
ISOIRD Karine
MORANCHO Frédéric
PALAIS Olivier

PLANSON Dominique
RAYNAUD Christophe
ROUGER Nicolas